



INSTITUTO DE FÍSICA

Universidade Federal Fluminense

Marcel Nogueira de Oliveira

Sinais ao nível do solo de partículas
relativísticas associadas a erupção de um
filamento solar no dia 1 de Novembro de 2014

Niterói
Julho de 2015

Marcel Nogueira de Oliveira

Sinais ao nível do solo de partículas
relativísticas associadas a erupção de um
filamento solar no dia 1 de Novembro de 2014

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense como requisito parcial para a obtenção do Grau de Mestre em Física.

Orientador: Carlos Enrique Navia Ojeda

Niterói
Julho de 2015

O48 Oliveira, Marcel Nogueira de.

Sinais ao nível do solo de partículas relativísticas associadas a erupção de um filamento solar no dia 1 de Novembro de 2014 / Marcel Nogueira de Oliveira ; orientador: Carlos Enrique Navia Ojeda -- Niterói, 2015.
66 p. : il.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física, 2015.
Bibliografia: p. 54-59.

1.MÚON. 2.TELESCÓPIO. 3.FILAMENTO SOLAR. 4.PARTÍCULA SOLAR. 5.ERUPÇÃO SOLAR. 6.PROPAGAÇÃO TRANSVERSAL. I. Navia Ojeda, Carlos Enrique, Orientador. II.Universidade Federal Fluminense. Instituto de Física, Instituição responsável. III.Título.

CDD 539.72

Marcel Nogueira de Oliveira

Sinais ao nível do solo de partículas
relativísticas associadas a erupção de um
filamento solar no dia 1 de Novembro de 2014

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense como requisito parcial para a obtenção do Grau de Mestre em Física.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth

Prof. Dr. Jean-Pierre Raulin

Prof. Dr. Carlos Enrique Navia Ojeda

Dedicado à Mariza Mendes Nogueira, minha mãe.

*“Justiça, Verdade, Honra e Lealdade.
Este é o código de Thundera.”*

Lion-O, o senhor dos Thundercats

Agradecimentos:

Agradeço a minha família em primeiro lugar. Meus pais, Afonso e Mariza, e ao meu irmão Marcio, por terem me apoiado durante essa longa jornada.

À minha namorada, Daiana Antunes, por me apoiar durante esse período difícil de pós-graduação, sempre acreditando em mim.

Ao meu orientador Carlos Enrique Navia Ojeda pela paciência, disponibilidade para esclarecer minhas dúvidas e incentivo.

Aos professores Carlos Roberto (Von Braun) e Andre Nepomuceno que tanto me ajudaram durante o mestrado.

Aos professores Anderson Campos Fauth e Jean-Pierre Raulin por terem aceitado fazer parte desta banca.

Aos meus antigos patrões da época de Nice Calçados, Fausto Pereira e Roberto Dias, por me ajudarem a realizar mais esse objetivo em minha vida.

Aos amigos da minha cidade (Caraguatatuba), em especial: Crisciane Moraes, Felipe Brites, Danilo Sugahara, Kellerman Ezequiel dos Santos, Maico Custódio dos Santos (Gordão) e Marco Aurélio Santana Ribeiro.

Aos meus colegas de república que dividiram comigo todos os “perreios” da vida universitária, Carlos Gustavo Garcia e Osni Willian Rodrigues.

À família Yamazuka: Flavio, Solange, Jaqueline e Pedro, que inúmeras vezes ajudaram a mim e aos meus companheiros de república. Vocês são verdadeiros amigos que fiz aqui em Niterói, obrigado por tudo.

A todos os professores do instituto do IF-UFF que participaram da minha formação de maneira direta ou indireta, em especial: Daisy Luz, Jorge Sá Martins e Pedro Venezuela.

Ao professor da FE-UFF, José Roberto da Rocha Bernardo.

A todos os meus amigos do IF-UFF, em especial: Davor Lopes, Magno Verly, Diego Rodrigues, João Paulo Viana (Gnu), Renan Oliveira, Diulei Choté, Serginho Santos, Fabio Vasconcelos, Marcelo Muniz (Gordo) Marcelo Campêlo, Guilherme Sadovski, Rafael Ferreira, Gildário Lima, Clebson Cruz, Raphael Garcia, Alexandro dos Santos, Vivian Andrade, Mariane Rodrigues, Adiele Almeida, Fernando Fabris, Viviane Alfradique, João Paulo Gambaro, Wagner Buono, Alan Costa, Tiago Ribeiro, Rafael Mynssem, Bruno Max, Johny Arteaga, Johnnatan Ospina e André Oestereich.

Ao programa de Pós Graduação do Instituto de Física da Universidade Fede-

ral Fluminense pela oportunidade e recursos necessários junto ao CNPq para a minha formação. À FAPERJ, ao CNPq e ao Cosmic Ray Institute of the Tokyo University, por contribuírem com a construção dos telescópios de múons Tupi.

Por fim, agradeço aos meus professores de Física e Ciências que muito contribuíram para minha vida escolar. Obrigado Ana Virgínia Botacini Garcia, Neide Nunes e Willian Martinez por me mostrarem o quanto a ciência pode ser enriquecedora, divertida e fundamental em nossas vidas.

Resumo

Um filamento solar entrou em erupção no dia 1 de Novembro de 2014, com início às 04:44 UT e uma duração de cerca de três horas, resultando em uma explosão solar (flare) do de classe C2.7. O flare foi associado com o desaparecimento súbito de um grande filamento. O filamento foi ejetado para o espaço, formando um núcleo de uma emissão de massa coronal (CME). A localização da explosão foi na região sudeste do sol (perto da borda oriental do sol), isto significa que a região não é geoefetiva. Uma tempestade de radiação, isto é, partículas energéticas solares (SEP) começaram a chegar à Terra em torno de 14:00 UT, atingindo a condição do nível S1 (menor) na escala NOAA de tempestades de radiação, em 2 de Novembro. Em coincidência com o início da tempestade de radiação S1 (SEP acima de 5 MeV), os telescópios Tupi localizados no IF-UFF, em Niterói – RJ, região que está localizada dentro da Anomalia do Atlântico Sul (SAA) detectou um excesso de múons, originados por partículas (prótons) relativísticas emitidas na explosão solar. Além disso, também foi encontrado em um aumento na intensidade de partículas observado no monitor de nêutrons localizado no Polo Sul. Isto significa que houve uma propagação transversal ao campo magnético interplanetário de partículas energéticas solares. No entanto, mostra-se que a difusão perpendicular sozinha não pode explicar estas observações, é necessária uma combinação com outros processos como uma velocidade muito alta, pelo menos de uma fração dos choques CME, perto do plano da eclíptica.

Palavras-chave: Telescópio de Múons, Filamento Solar, Hyder Flare, Propagação Transversal, Partículas Solares.

Abstract

A solar filament erupted on November the 1st, 2014, started at 04:44 UT with a duration of about 3 hours, resulting in a solar flare of the type C2-7. The flare was associated with the sudden disappearance of a big filament. The filament was ejected to the space, forming the nucleus of a coronal mass ejection (CME). The explosion was localized in the southeast region of the sun (near sun's oriental border), this means that the region is not geoeffective. A radiation storm i.e solar energetic particles (SEP) started to arrive on Earth around 14:00 UT, reaching the level S1 (minor) condition on the NOAA scale of radiation storms, on November the 2nd. Coinciding with the start of the S1 radiation storm (SEP above 5 MeV), the Tupi telescopes localized in IF-UFF, Niterói – RJ, region that is localized within the South Atlantic Anomaly (SAA) detected an excess of muons, originated from relativistic particles (protons) emitted on the solar explosion. Furthermore, an increase of the intensity of particles observed on the neutron monitor localized on the south pole. This means that a transversal, to the interplanetary magnetic field, propagation of solar energetic particles occurred. Nonetheless, is shown that the perpendicular diffusion alone can not explain this observations, a combination with other processes is necessary like a very high speed, of at least a fraction of the CME shocks, around the ecliptic plane.

Keywords: Muon Telescope, Solar Filament, Hyder Flare, Transversal Propagation, Solar Particles.

Sumário

Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xvii
1 Introdução	1
1.1 Raios Cósmiticos	1
1.2 Eventos solares transientes e GRBs	4
2 Telescópios de múons Tupi e New Tupi	7
2.1 Descrição do telescópio Tupi	7
2.2 Descrição do telescópio New Tupi	7
2.3 Limiar de detecção	11
2.4 Fator geométrico	11
2.5 Fluxo de múons ao nível do mar	12
2.6 Aquisição de dados	13
2.6.1 Calibração	19
3 Anomalia do Atlântico Sul	23
3.1 A Anomalia do Atlântico Sul e a rigidez de corte local	23
3.2 Influência do campo geomagnético na propagação das partículas	27
4 Observações	31
4.1 Efeitos na Terra do Hyder flare ocorrido em 1 de Novembro de 2014	31
5 Propagação das partículas solares energéticas através do IMF	36
5.1 A equação de transporte	36
5.2 Coeficiente de difusão e o efeito drift	37
6 Dependência com o plano da eclíptica	41
6.1 Estatística dos eventos solares transientes	41

7	Análise espectral	47
7.1	Análise espectral - Resultados	47
8	Conclusões	52
	Referências Bibliográficas	54
9	Apêndice	60
9.1	Artigos publicados:	60
9.2	Artigo aceito para publicação:	60
9.3	Artigos submetidos:	60

Lista de Figuras

1.1	Espectro de energia dos raios cósmicos primários relacionados com sua origem e a frequência com que são observados em solo [3].	2
1.2	Esquema de um chuva atmosférico de partículas produzido pela interação do raio cósmico primário (próton) no topo da atmosfera [7].	3
1.3	Fluxo vertical de partículas secundárias ($E > 1$ GeV) em função da profundidade atmosférica, produzidas pela incidência de núcleons (p+n) no topo da atmosfera [13]; [14]; [15]; [16]; [17]; [18]	5
2.1	Fotografia de um dos telescópios Tupi. A fotografia corresponde ao telescópio orientado na direção Oeste com inclinação de 45 graus.	8
2.2	Ilustração que representa o esquema de funcionamento de uma fotomultiplicadora Hamamatsu [22].	8
2.3	Posição geográfica dos dois telescópios de Múons: New Tupi e Muonca, localizados nas cidades de Niterói-RJ e Campinas-SP, respectivamente. Os experimentos estão separados por uma distância de 480 km (indicada pela barra horizontal vermelha).	9
2.4	Esquematização de como é feita as coincidências nos telescópios de múons New Tupi e Muonca.	9
2.5	Fotografia dos telescópios de múons: à esquerda podemos ver um dos dois telescópios Muonca (Campinas-SP), à direita vemos um dos dois telescópios New Tupi (Niterói-RJ).	10
2.6	Esquema para a determinação do fator geométrico de um telescópio vertical constituído por dois detectores paralelos [24].	12
2.7	Análise de coincidências entre dois pulsos lógicos, A e B, utilizados como sinais de entrada numa unidade de coincidência que produz um pulso lógico “AND”.	15
2.8	Algoritmo utilizado para verificar se dois pulsos, A e B, estão em coincidência temporal. A entrada é a soma dos dois pulsos. Há uma saída somente se o sinal composto excede o nível de discriminação, $N_{DA} + N_{DB}$	16

2.9	Diagrama de blocos completo do software LabVIEW. O sistema de aquisição de dados realiza a leitura de dois sinais dos detectores A e B . O sistema possui três contadores. O primeiro e segundo (a partir do topo) contam o número de vezes que a altura do sinal excede um determinado nível do discriminador em cada detector. Já o terceiro, conta o número de vezes que a altura do sinal excede o valor da soma dos discriminadores dos detectores ($A + B$).	17
2.10	Painel superior: a taxa de contagem (Hz) como registrado pelos dois detectores do telescópio New Tupi. A serie temporal em vermelho e em azul, representam os detectores superiores e inferiores, respectivamente. Painel inferior: a taxa de contagem de coincidências entre os dois detectores . . .	18
2.11	Diagrama de blocos do programa LabVIEW que determina a distribuição da altura dos pulsos. A distribuição pode ser diretamente mostrada num gráfico (histograma) ou a altura dos pulsos pode ser diretamente salva em um arquivo (texto ou binário) para análise posterior. O diagrama de blocos inclui ainda a ferramenta “Time Delay Express VI”, e pode evitar um erro de excesso “overflow” caso a taxa de amostragem lida pelo DAQ for muito alta.	20
2.12	Distribuição de altura dos pulsos, obtidos com os detectores superior e inferior do telescópio New Tupi. Em ambos os casos a curva a vermelho é um ajuste gaussiano. Os pulsos fora desta curva, à esquerda, são considerados sinais de verdadeiro, isto é, produzidos pela passagem de múons pelo detector. A seta vertical indica o melhor valor a ser utilizado como o nível de discriminação. Em ambos os casos, a alta voltagem PMT é negativa. . .	22
3.1	Distribuição geográfica (latitude vs longitude) da intensidade do campo geomagnético sobre a Terra, a região da Anomalia do Atlântico Sul (SAA) é limitada pela região onde a intensidade do campo geomagnético é inferior a 28 000 nT. O triângulo (em vermelho) é a região central, com uma intensidade de campo magnético em torno de 22 000 nT, e é a região em que as duas estações climáticas de múons estão localizadas [37]; [38]; [39].	24
3.2	Painel superior: distribuição geográfica (latitude vs longitude) da taxa de contagem de partículas energéticas com energia entre 140 – 275 MeV, registrada pelo satélite POES [42]. Painel inferior: distribuição geográfica (latitude vs longitude) do fluxo de prótons ($E_p > 850$ MeV) medido pelo detector HEPAD ICARE, do satélite argentino SAC-C [40]. A escala de cores é logarítmica. Na região em vermelho observa-se um fluxo de prótons 10 vezes maior do que na região em azul.	25

3.3	Rigidez geomagnética versus rigidez geomagnética de corte, medida pela espaçonave PAMELA. A linha sólida representa a rigidez de corte esperada de acordo com a aproximação de Störmer. A SAA introduz uma sub-rigidez magnética de corte nesta região, abaixo da rigidez de corte de Störmer.	26
3.4	O gráfico indica a distribuição lateral normalizada de múons, medidos a partir do eixo chuveiro, para os cinco sítios analisados aqui. O número associado a cada local, indica a rigidez geomagnética de corte, segundo o modelo de Störmer.	28
3.5	Gráfico indicando a correlação entre a R_{max} e a rigidez geomagnética de corte, segundo o modelo de Störmer, utilizando os sítios o Polo Sul, Jung, Atenas e Yangbajin. A linha vermelha é uma regressão linear (com um coeficiente de correlação de 0.95). Observe que o sítio Tupi está fora dessa correlação.	29
3.6	A comparação da distribuição acumulativa da distribuição lateral normalizada de múons: Painel esquerdo, entre Tupi e Polo Sul, painel direito, entre Tupi e Atenas. Em ambos os casos, os painéis de fundo são a razão de múon Tupi-Polo Sul e Tupi-Atenas, respectivamente.	30
4.1	Observações realizadas pelo SDO-AIA em quatro comprimentos de onda, aproximadamente às 16:25 UT, dos buracos coronais em 31 de Outubro de 2014. A seta na região Sudeste do disco solar indica o filamento associado à explosão solar, um Hyder flare, da classe C2.7, em 1 de Novembro de 2014.	32
4.2	SDO-AIA, mostrando a ejeção da CME associada ao Hyder flare de classe C2.7, em 1 de Novembro de 2014, com início às 04:44 UT.	33
4.3	Perfil temporal do evento de 1 de Novembro de 2014, em quatro detectores diferentes. Painel superior: o fluxo de raio-x em dois comprimentos de ondas registrado satélite GOES 15. Segundo painel: o fluxo de partículas em quatro faixas de energia registrado pelo satélite GOES 13. Painéis terceiro e inferior: a taxa de contagem no monitor de nêutrons localizado Polo Sul (South Pole-NM) e no telescópio Tupi Vertical, respectivamente.	34
4.4	Perfil temporal do evento de 1 de Novembro (com duração até o final do dia 2 de Novembro) de 2014, em três detectores diferentes. Painel superior: o fluxo de partículas em quatro faixas de energia registrado pelo satélite GOES 13. Segundo painel: a taxa de contagem no monitor de nêutrons localizado Polo Sul (South Pole-NM). Painéis terceiro e inferior: a taxa de contagem no telescópios Tupi Leste e Vertical, respectivamente.	35

6.1	Imagem do SDO-AIA, mostrando o Hyder flare ocorrido em 28 Abril de 2015. A seta indica o filamento associado à explosão solar, provocando a ejeção de uma CME na parte Nordeste do Sol.	42
6.2	Painel superior: Correlação entre as coordenadas heliográficas da origem das SEP [65], em relação a variação (%) das GLEs observadas em OULU [66]. Incluindo (para comparação) o sinal do Hyder flare de 1 Novembro de 2014 observado no Tupi 3.5% (Vertical) e 4.0% (Leste). Painel inferior: Correlação da distribuição de velocidade das ondas de choque das CMEs [67] (km/s) em relação ao tempo de duração e à abertura angular. Em ambos os painéis, para comparação, foram incluídos os eventos: de Novembro de 2014 (representado em vermelho) e de Abril de 2015 (em verde). A velocidade média do evento de Novembro de 2014 é de 675 km/s com máxima de 1838 km/s. O evento de Abril de 2015 possui velocidade média de 507 km/s e máxima de 1953 km/s.	43
6.3	Painel esquerdo: Imagem registrada pela espaçonave SOHO, através do instrumento LASCO-c2, da CME 0001 [70], em 1 de Novembro de 2014, em 06:00:06 UT. A abertura angular da CME foi de $\sim 130^\circ$, com uma duração de ~ 3 horas. Painel direito: A distribuição de velocidade dos choques da CME associada ao evento de 1 de Novembro de 2014, como uma função do ângulo diretor, contabilizado no sentido anti-horário a partir do Norte (dado em graus)	44
6.4	Painel esquerdo: Imagem registrada pela espaçonave SOHO, através do instrumento LASCO-C2, da CME 0120 [71], em 28 de Abril de 2015, em 19:36:05 UT. A abertura angular da CME foi de $\sim 200^\circ$, com uma duração de ~ 6 horas. Painel direito: A distribuição de velocidade dos choques da CME associada ao evento de 28 de Abril de 2015, como uma função do ângulo diretor, contabilizado no sentido anti-horário a partir do Norte (dado em graus).	45
6.5	Distribuição de velocidade dos choques da CME como uma função do ângulo principal registrada pela espaçonave SOHO, através do instrumento LASCO-C2. Painel esquerdo: evento em 28 de Abril de 2015 que origina a CME 0120 [71]. Painel direito: evento em 1 de Novembro de 2014 que origina a CME 0001 [70]. Para o evento de Novembro de 2014, é possível notar que o número de ondas de choque da CME no plano da eclíptica (90° , indicado pela linha vertical vermelha) é muito maior.	45

7.1	Função de rendimento correspondente à estimativa do número de múons ao nível do mar por prótons (incidindo verticalmente na atmosfera da Terra), como uma função da energia dos prótons incidentes. Os valores foram obtidos fazendo uso da ferramenta FLUKA (quadrados vermelhos) [72]. As linhas mostram duas funções de ajuste.	48
7.2	Perfil temporal do evento de 1 de Novembro de 2014, em dois detectores diferentes. Painel superior: o fluxo de partículas em quatro faixas de energia registrado pelo satélite GOES 13. Painel inferior: a taxa de contagem no telescópio Tupi Vertical. O sombreado em azul claro registra a extensão temporal do evento. O sombreado em amarelo registra a extensão temporal do evento para o pico do telescópio Tupi Vertical.	49
7.3	A correlação entre o A_P e o índice de coeficiente espectral β . Todos os valores possíveis de A_P e β prováveis com o fluxo de múons observado (em azul) e a fluência integrada no tempo (em vermelho). Estas quantidades são definidos pelas equações 7.2 e 7.4	50
7.4	Fluxo integral de prótons: os triângulos azuis e os círculos vermelhos representam os valores do padrão fluxo integral de prótons e os valores do fluxo integral de prótons no instante em que a contagem de múons no telescópio Tupi Vertical atinge o valor máximo, no dia 1 de Novembro de 2014, respectivamente. Os quadrados pretos representam o fluxo de prótons obtidos a partir do excesso de múons observados pelo telescópio Tupi Vertical. . . .	51

Lista de Tabelas

- 2.1 Coeficientes barométrico e de temperatura para várias partículas secundárias, ao nível do mar com incidência vertical e vários limiares de energia. Os resultados foram obtidos utilizando os códigos FLUKA-CORSIKA. . . . 13
- 3.1 Parâmetros geomagnéticos dos cinco sítios analisados. 27

1 Introdução

1.1 Raios Cósmicos

A física de raios cósmicos tem origem quando Victor Franz Hess [1]; [2], em 1912, realiza seu experimento composto por um balão e um eletroscópio, notando que a medida que o balão ganhava altitude a concentração de carga no eletroscópio diminuía mais rapidamente. A descarga do eletroscópio foi associada a incidência de uma radiação de fonte externa à Terra, portanto, de origem extraterrestre. Inicialmente acreditava-se que a radiação possuía origem eletromagnética, por isso utiliza-se o termo “raio” cósmico. Posteriormente descobriu-se que os raios cósmicos são formados por prótons (cerca de 80%) e íons, de carga predominantemente positiva, e assim são afetados pelo campo magnético da Terra.

Os raios cósmicos primários possuem diferentes origens. Os raios cósmicos podem possuir origem solar, fruto de eventos solares transientes, como por exemplo, as explosões solares (flares) ou ejeções de massas coronais (CMEs - Coronal Mass Ejections) que são capazes de acelerar íons com energia da ordem de 10^9 eV para o meio interplanetário e incidindo na atmosfera terrestre com a frequência de aproximadamente 1 partícula por m^2 por segundo.

Os confins do nosso sistema solar também são fontes possíveis de produções de raios cósmicos. Por exemplo, os raios cósmicos anômalos, que são constituídos de elementos de difícil ionização como He, N, O, Ne, e Ar. Esses raios cósmicos são originados a partir de partículas interestelares eletricamente neutras que entraram no sistema solar sem serem afetadas pelo campo magnético do vento solar e são ionizados aos poucos. Posteriormente, essas partículas são aceleradas em decorrência das ondas de choques que são formadas quando o vento solar sofre uma redução em sua velocidade devido a interação do gás interestelar. Este processo ocorre numa região localizada entre 75 e 100 unidades astronômicas (UA), a distância média da Terra ao Sol.

Há também os raios cósmicos originados fora de nosso sistema solar. Os raios cósmicos galácticos possuem origem nas explosões de estrelas com cerca de 10 massas solares ou mais, as chamadas supernovas. Essas explosões ocorrem aproximadamente a cada 50 anos em nossa galáxia acelerando os raios cósmicos através de suas ondas de choques. Os raios cósmicos galácticos incidem na atmosfera terrestre com uma faixa de energia entre $10^{12} - 10^{17}$ eV, apresentando um “joelho” no espectro, na região de 10^{15} eV, possivelmente ligado a uma mudança na composição química da radiação cósmica, de leve

para m3dio e pesado. A frequ3ncia com que os raios c3smicos gal3cticos, na regi3o do "joelho", incidem na atmosfera de nosso planeta 3 de aproximadamente 1 part3cula por m² por ano.

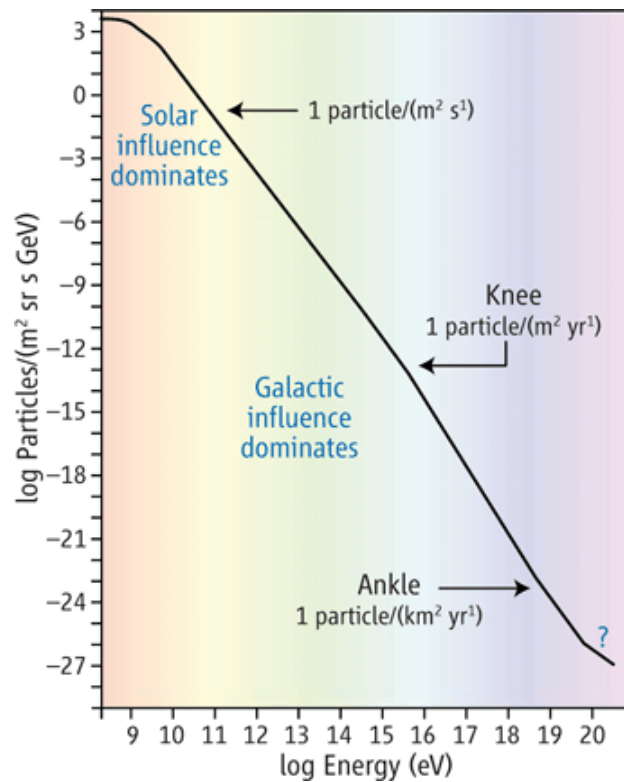


Figura 1.1: Espectro de energia dos raios c3smicos prim3rios relacionados com sua origem e a frequ3ncia com que s3o observados em solo [3].

Finalmente, temos os raios c3smicos de alt3ssimas energias de at3 10²⁰ eV, que vai do "calcanhar" do espectro ($\sim 10^{18}$ eV) at3 um limite conhecido como o corte GZK [4];[5], que ocorre devido a intera3o dos raios c3smicos com a radia3o c3smica de fundo. A incid3ncia dos raios c3smicos de alt3ssimas energias na atmosfera terrestre ocorre, na regi3o do calcanhar, com uma frequ3ncia de cerca de 1 part3cula por km² por s3culo. Acredita-se que esses raios c3smicos de alt3ssimas energias possuem origem extragal3ctica. O espectro de energia dos raios c3smicos prim3rios 3 indicado pela Fig. 1.1.

Os raios c3smicos s3o divididos entre prim3rios e secund3rios. Os prim3rios possuem sua origem sendo acelerados por fontes astrof3sicas e os secund3rios s3o fruto da intera3o dos prim3rios com o topo de nossa atmosfera, gerando assim um chuveiro de part3culas. Os raios c3smicos prim3rios s3o constitu3dos em sua grande maioria de pr3tons e part3culas alfa, e numa menor propor3o, por el3trons de alta energia e outros n3cleos at3micos. Os raios c3smicos secund3rios s3o originados na intera3o da radia3o c3smica primaria com a atmosfera. Na faixa de energia acima de GeV a produ3o de p3ons 3 predominante. Os p3ons [6] decaem produzindo m3ons, neutrinos e raios gama (ver Fig. 1.2). O decaimento dos p3ons ocorre atrav3s dos seguintes processos:

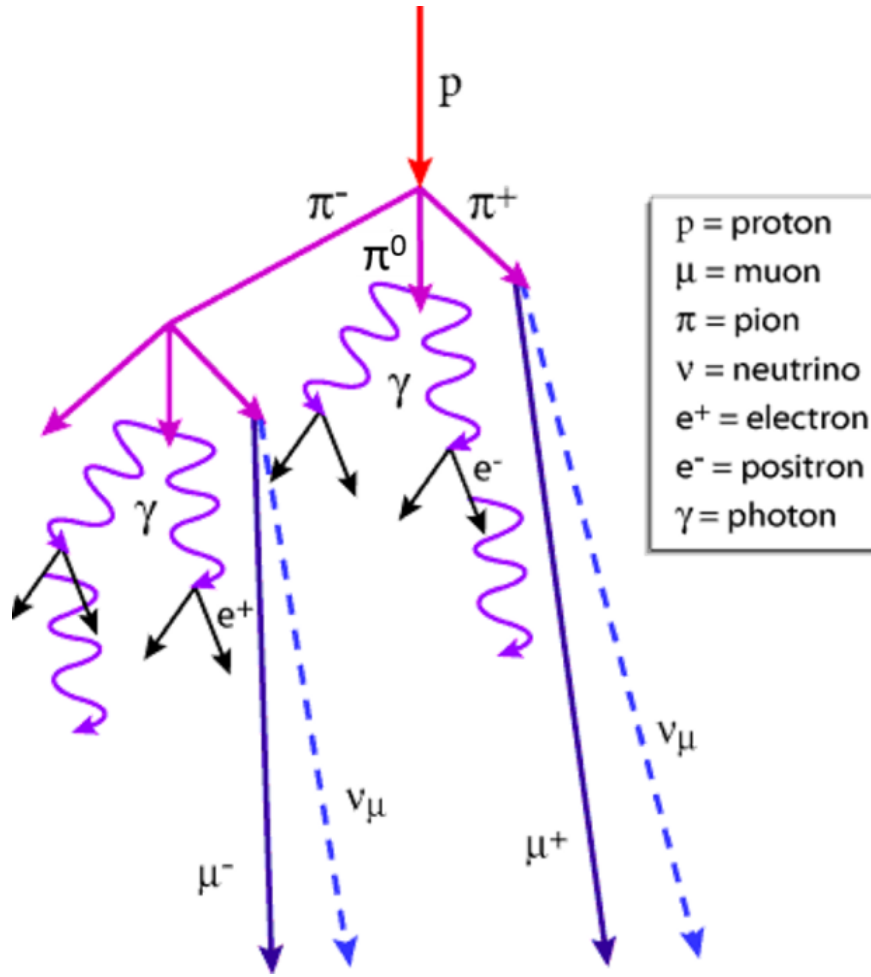


Figura 1.2: Esquema de um chuveiro atmosférico de partículas produzido pela interação do raio cósmico primário (próton) no topo da atmosfera [7].

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \bar{\nu}_{\mu}, \quad (1.1)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (1.2)$$

O estudo do chuveiro de partículas, descoberto por Pierre Auger [8], em 1938, permitiu que várias outras partículas secundárias fossem descobertas, dentre elas o pósitron [9] (uma antipartícula) já prevista pelos trabalhos teóricos de Dirac [10]; [11], em 1928 e os próprios píons (mésons pi) [6], do qual o físico brasileiro César Lattes participou da descoberta, previstos por Yukawa [12], em 1935.

Os raios cósmicos são fonte permanente de estudos. Atualmente busca-se entender como originam-se as partículas de energias mais altas que compõe o espectro de raios cósmicos. No entanto, nossos esforços estarão focados nas partículas que possuem origem solar, trabalhando assim, com partículas com energia da ordem de GeV.

1.2 Eventos solares transientes e GRBs

O Sol é a estrela mais próxima do planeta Terra. Dada a sua importância para a vida em nosso planeta, cada vez mais se faz necessário entender como os eventos solares transientes como as erupções solares (flares) e as ejeções de massa coronais (CMEs - Coronal Mass Ejections), podem influenciar o clima na Terra. Além disso, o número cada vez maior de satélites orbitando a Terra, seja para fins científicos ou para suprir nossa dependência cada vez maior com o setor de telecomunicações, faz com que tenhamos interesse em minimizar os danos que estes eventos solares possam vir a causar em nossas máquinas espaciais. Um outro fator importante é a exploração espacial por humanos. Astronautas que trabalham em órbita da Terra experimentam doses elevadas de radiação espacial porém por um tempo relativamente curto. É necessário entender como essas partículas afetam a vida humana antes de enviarmos missões tripuladas a Marte ou a outro planeta do sistema solar, pois estes astronautas estarão expostos a grandes doses de radiação por um grande intervalo tempo. Neste contexto o estudo clima espacial se faz cada vez mais necessário para que possamos entender como as partículas solares se propagam no meio interplanetário e entender como esses eventos podem impactar a vida na Terra (e futuramente fora da Terra).

Nem todos os eventos solares detectados em satélite produzem efeitos na Terra. Acredita-se que só eventos solares observados em forma global na terra tenham influencia no clima. Assim, observações em satélites e no solo são complementares. É possível estudar os eventos solares transientes a partir da variação do fluxo de partículas primárias que incidem no topo da atmosfera. Estes eventos podem provocar um excesso de partículas que podem ser observadas em solo (GLEs - Ground Level Enhancements), que se relacionam com as tormentas de radiação produzidas pelas partículas solares energéticas (SEPs - Solar Energetic Particles). Ou um déficit de partículas, chamado de efeito Forbush, que é correlacionado com as chamadas tormentas magnéticas, produzidas pela passagem de uma CME pela Terra. Esses eventos afetam o clima Terra e são capazes de serem detectados em terra por detectores de partículas.

Os telescópios de múons Tupi e New Tupi, localizados na Universidade Federal Fluminense (UFF), em Niterói-RJ, foram construídos para que possamos estudar os efeitos do clima espacial na Terra. Através da variação do fluxo de múons, faixa de energia entre MeV-GeV (em solo), podemos estudar os eventos solares transientes ao nível do solo. Os múons são partículas produzidas através do decaimento dos píons (partículas secundárias) que por sua vez são gerados a partir da incidência dos prótons (partículas primárias), com energia na faixa de GeV, no topo da atmosfera terrestre.

A maioria das partículas secundárias que conseguem penetrar até o nível do solo é composta de múons e neutrinos, possuindo uma intensidade aproximada de 100 partículas por m^2 por s, para os múons com energias acima de 1 GeV. A Fig. 1.3 mostra

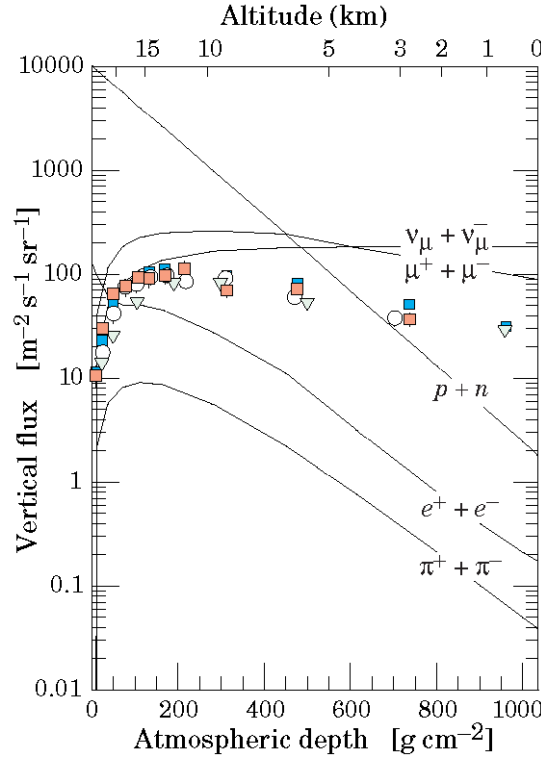


Figura 1.3: Fluxo vertical de partículas secundárias ($E > 1 \text{ GeV}$) em função da profundidade atmosférica, produzidas pela incidência de núcleons ($p+n$) no topo da atmosfera [13]; [14]; [15]; [16]; [17]; [18].

a variação do fluxo vertical da radiação cósmica primária e secundária com a profundidade atmosférica. A radiação cósmica primária é estimada como um fluxo de núcleos $p+n$ [13]; [14]; [15]; [16]; [17]; [18]. Em todos os casos os fluxos são obtidos para $E > 1 \text{ GeV}$.

Os telescópios Tupi estão instalados numa localização privilegiada para a detecção de partículas que derivam da radiação solar. A cidade de Niterói-RJ, é uma região que localiza-se dentro da anomalia magnética do Atlântico Sul (SAA - South Atlantic Anomaly). Esta anomalia faz com que a barreira magnética para partículas carregadas vindas do espaço seja mais baixa do que o previsto pelo modelo de dipolo proposto por Stormer. Devido a SAA, a intensidade do campo magnético local diminui, fazendo com que a magnetosfera se comporte como um funil, o que facilita a incidência das partículas solares.

Nosso experimento tem sido utilizado também para o estudo das explosões raios gama (GRBs - Gamma-Ray Bursts) que atingem nosso planeta. Acredita-se que estas explosões tenham sido originadas em estrelas muito maciças, no fim de sua vida, já tendo esgotado seu combustível nuclear, colapsando e liberando feixes duplos de raios gama. Alguns dos GRBs possuem uma componente de alta energia (fótons de energia acima de 10 GeV), neste caso eles podem produzir foto-múons na atmosfera e se estes múons estiverem dentro do campo de visão de um telescópio em Terra, produz um pequeno excesso (sinal). Neste caso exige-se também uma coincidência temporal, isto é, o sinal em

terra tem que estar dentro o tempo de duração do GRB (30 segundos em média).

O espalhamento lateral magnético das partículas carregadas que constituem o chuva atmosférico, iniciado por um fóton (raio gama) é menor na região da SAA, isto ocorre devido a baixa intensidade do campo magnético local, aumentando assim a sensibilidade de um detector, já que mais partículas o atingem, favorecendo o registro destes eventos astronômicos em solo [19]; [20].

No entanto, apesar do leque extenso que o trabalho de detectores de partículas em solo nos permite realizar, este estudo tem como objetivo tentar entender como as partículas originadas em eventos solares transientes se propagam através do meio interplanetário.

2 Telescópios de múons Tupi e New Tupi

Os telescópios de múons Tupi e New Tupi, possuem como objetivo o estudo dos efeitos do clima espacial ao nível do solo. O projeto conta atualmente com duas séries de telescópios, são eles os telescópios de múons Tupi e New Tupi. Neste capítulo apresentamos uma breve descrição dos telescópios de múons e também o mecanismo de aquisição de dados.

2.1 Descrição do telescópio Tupi

Os telescópios Tupi são seis ao todo. Dois dos telescópios estão orientados na direção vertical. Os demais telescópios Tupi estão orientados nas direções Norte, Sul, Leste e Oeste, todos com uma inclinação de 45° em relação a vertical (ver Fig. 2.1). Cada telescópio foi construído a partir de dois detectores separados por uma distância de 3.0 m que utilizam cintiladores plásticos (de dimensões: 50 cm x 50 cm x 3 cm). Os cintiladores encontram-se dentro de uma caixa piramidal, em cima da qual é montado uma fotomultiplicadora. Dois dos telescópios (Vertical e Oeste) estão equipados com uma fotomultiplicadora Hamamatsu RS21 (PM), os outros quatro telescópios contam com uma fotomultiplicadora ADIT-B501D01S com mecanismo de igual funcionamento. Para alimentar as fotomultiplicadoras, os telescópios Tupi trabalham com uma fonte estável, de aproximadamente 1000 V, e com pré-amplificadores alimentados com baixa tensão, de valores iguais a 12 V, 0 V e -12 V.

Quando uma partícula rápida carregada, assim como, por exemplo, um múon, atravessa o cintilador, este emite uma luz fluorescente que é captada pela fotomultiplicadora. A fotomultiplicadora converte o sinal luminoso de baixa intensidade em um pulso elétrico que é pré-amplificado até uma amplitude suficiente para facilitar uma análise posterior [21]. O mecanismo de funcionamento consiste de uma fotomultiplicadora, um fotocatodo, um focalizador de elétrons (dínodos), um multiplicador de elétrons e um anodo coletor de elétrons. Estes componentes são hermeticamente acondicionados num tubo de vácuo, assim como indica a Fig. 2.2. Cada telescópio conta o número de sinais coincidentes nos detectores superior e inferior para realizar a contagem de múons.

2.2 Descrição do telescópio New Tupi

Os dois telescópios New Tupi possuem uma configuração similar aos anterior-



Figura 2.1: Fotografia de um dos telescópios Tupi. A fotografia corresponde ao telescópio orientado na direção Oeste com inclinação de 45 graus.

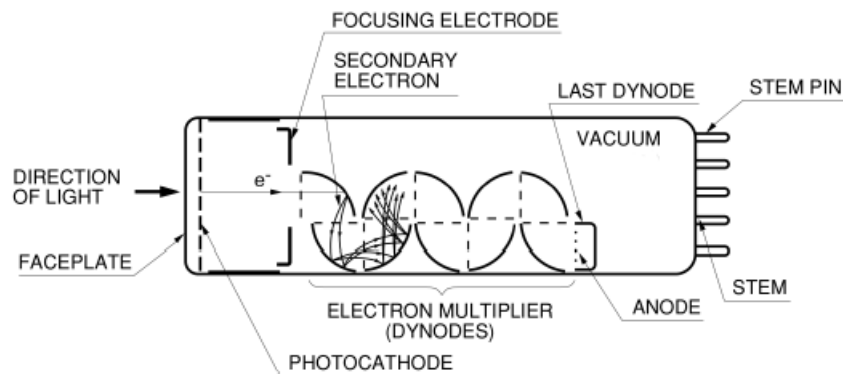


Figura 2.2: Ilustração que representa o esquema de funcionamento de uma fotomultiplicadora Hamamatsu [22].

mente citados. Cada telescópio é construído com dois detectores e cintiladores plásticos são do tipo Eljen EJ-208 (de dimensões maiores: 150 cm x 75 cm x 5 cm), onde cada detector é montado em sua respectiva base. Cada detector conta com uma fotomultiplicadora Hamamatsu, modelo R877, com 10 fases, 127 milímetros de diâmetro montada na parte truncada da estrutura trapezoidal. Os detectores dos telescópios New Tupi possuem toda a parte interna da caixa trapezoidal forrada com DuPont Tyvek TM que é o melhor material reflexivo difuso para os fótons do cintilador plástico. Há uma folga de cinco centímetros nas bordas da estrutura trapezoidal para aumentar a eficiência da detecção, uma vez que mais de 70% dos fótons da cintilação acabam deixando a placa pelas bordas da estrutura.

Além disto, o experimento New Tupi faz parte de um projeto climático, fruto de uma parceria entre o Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense (IF-UFF),



Figura 2.3: Posição geográfica dos dois telescópios de Múons: New Tupi e Muonca, localizados nas cidades de Niterói-RJ e Campinas-SP, respectivamente. Os experimentos estão separados por uma distância de 480 km (indicada pela barra horizontal vermelha).

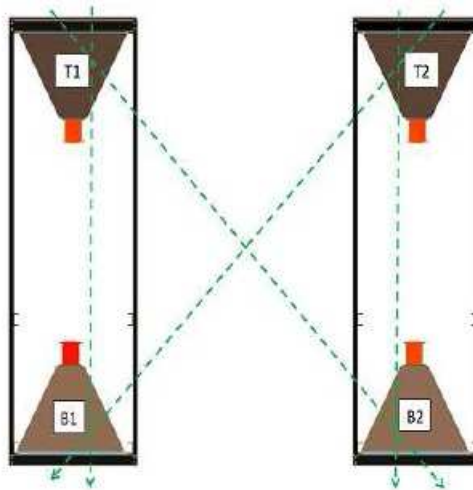


Figura 2.4: Esquematização de como é feita as coincidências nos telescópios de múons New Tupi e Muonca.



Figura 2.5: Fotografia dos telescópios de múons: à esquerda podemos ver um dos dois telescópios Muonca (Campinas-SP), à direita vemos um dos dois telescópios New Tupi (Niterói-RJ).

possuindo auxílio da FAPERJ, e o Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas (IFGW-UNICAMP), possuindo auxílio da FAPESP. O projeto climático possui duas estações, sendo que uma delas está localizada no IF-UFF, na cidade de Niterói-RJ ($22^{\circ}53'0''S$, $43^{\circ}6'13''W$), local que possui cerca de 5.0 m de altitude. A outra estação está localizada no IFGW-UNICAMP, na cidade de Campinas-SP ($22^{\circ}54'20''S$, $47^{\circ}3'39''W$), com cerca de 640 m de altitude. As duas estações são separadas por uma distância de 480 km, assim como indica a Fig. 2.3.

Os telescópios do experimento New Tupi registram a taxa de coincidência entre T1 e B1; T2 e B2 (incidência Vertical); e as coincidências T1 e B2 (incidência Oeste) e T2 e B1 (incidência Leste) transversal, como é mostrado na Fig. 2.4. Ambos possuem separação vertical e lateral entre os detectores de 2.83 m.

A Fig. 2.5 (à esquerda) mostra uma fotografia dos telescópios de múons em Campinas-SP, Muonca, como são chamados pela equipe da UNICAMP e o telescópio New Tupi (à direita), localizado em Niterói-RJ. Para que haja sincronização do tempo, que é extremamente importante para correlacionarmos os dados dos eventos nos experimento Tupi, utilizamos um receptor de GPS. Assim como os telescópios Tupi, o New Tupi também funciona com fontes estáveis de potência, com valores de aproximadamente 1000 V para a alimentação de suas fotomultiplicadoras e valores iguais a 12 V, 0 V e -12 V para a alimentação dos pré-amplificadores. Os pré-amplificadores são lineares e possuem um ganho de 10, fornecendo um pulso com uma largura temporal de 8 micro segundos.

2.3 Limiar de detecção

Ambos os experimentos são colocadas dentro de um edifício em duas lajes de concreto 150 g/cm^2 . As lajes de concreto aumentam o limiar de detecção dos múon para uma faixa de energia de 0.1 GeV até 0.2 GeV , que é necessário para penetrar as duas lajes [23].

2.4 Fator geométrico

O fator geométrico G possui uma grande importância para o cálculo da taxa de contagem de coincidências de um telescópio de partículas pois ele relaciona [24] a taxa de contagem C com a intensidade isotrópica das partículas que atingem o detector I , de forma que temos:

$$C = GI, \quad (2.1)$$

sendo que a intensidade I é definida da seguinte maneira:

$$I = \int_0^\infty J_0(E) \cdot \epsilon(E) dE, \quad (2.2)$$

onde temos que $J_0(E)$ denota a densidade espectral das partículas (múons) e sua unidade é dada em $(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot E)^{-1}$. O fator geométrico G pode ser definido como:

$$G = \int_{\Omega} \int_{S_2} (d\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) d\omega, \quad (2.3)$$

de forma que podemos escrever $d\omega$, da seguinte forma:

$$d\omega = \frac{\hat{r} \cdot \vec{\sigma}_1}{r^2}, \quad (2.4)$$

seja $d\omega$ o elemento de angulo sólido; Ω é o domínio de ω , que está limitado pelo sensor do telescópio; \hat{r} é o vetor unitário na direção ω ; $d\vec{\sigma}_1$ e $d\vec{\sigma}_2$ são os elementos de área de cada sensor do telescópio, respectivamente, a serem penetrados, conforme indica a Fig. 2.6.

Adotando uma aproximação na qual o fator geométrico depende somente do tamanho do telescópio e levando em consideração a simetria cilíndrica do telescópio em relação aos detectores, adotando L como sendo a distância que os separa, podemos aproximar o fator geométrico por:

$$G = \frac{A_1 A_2}{L^2}. \quad (2.5)$$

Substituindo os valores, temos que nossos experimentos possuem um fator geométrico igual a $6.94 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ sr}$ para o telescópio Tupi e um valor igual a $0.14 \text{ m}^2 \text{ sr}$ para o telescópio New Tupi. Além disso, também utilizamos a taxa de contagem individual

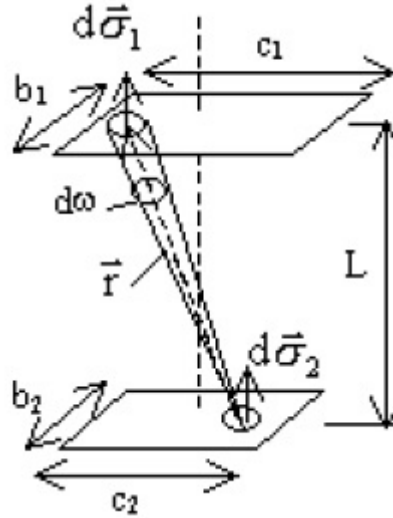


Figura 2.6: Esquema para a determinação do fator geométrico de um telescópio vertical constituído por dois detectores paralelos [24].

de cada detector do experimento New Tupi, isto permite obtermos a taxa de contagem no chamado modo monitor (assim como os monitores de nêutrons fazem). Para esta configuração temos um fator geométrico [24] igual a:

$$G = \int_{\Omega} \int_S (d\vec{\sigma} \cdot \hat{r}) d\omega = \int_{\Omega} \int_S \cos\theta d\sigma d\omega = 2\pi A \int_0^1 \cos\theta d(\cos\theta), \quad (2.6)$$

onde A é a superfície da área do detector. Assim, o fator geométrico de um único detector plano, de área A , é dado por:

$$G = A\pi, \quad (2.7)$$

desta forma encontramos um valor de $3.53 \text{ m}^2\text{sr}$ para o fator geométrico do experimento New Tupi no modo monitor.

2.5 Fluxo de múons ao nível do mar

O fluxo de múons na atmosfera está correlacionado com diversos fatores atmosféricos, dentre eles podemos citar: a localização geográfica, pressão atmosférica e temperatura [25]; [26]; [27]; [28]. Temos então a seguinte equação:

$$\frac{\Delta I_{\mu}}{I_{\mu}} = \beta_P \Delta P + \beta_T \Delta T + \beta_H \Delta H, \quad (2.8)$$

onde β_P , β_T e β_H representam os coeficientes barométrico de temperatura e de altura respectivamente, possuindo também dependência com o limiar de energia e o ângulo zenital. Estes coeficientes foram obtidos por meio de cálculos utilizando o método de Monte Carlo [29], fazendo uso do código CORSIKA. Alguns resultados dos coeficientes barométrico e de temperatura, para múons, incluindo prótons e nêutrons no nível do mar

com a incidência vertical, são apresentados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Coeficientes barométrico e de temperatura para várias partículas secundárias, ao nível do mar com incidência vertical e vários limiares de energia. Os resultados foram obtidos utilizando os códigos FLUKA-CORSIKA.

Partícula Secundária	Coeficiente Barométrico β_P , %/mbar				
	0.1 GeV	0.5 GeV	1.0 GeV	5.0 GeV	10 GeV
Múon	-0.16	-0.14	-0.12	-0.06	-0.04
Próton	-0.84	-0.86	-0.88	-0.74	-0.70
Nêutron	-0.75	-0.80	-0.83	-1.01	-0.84
Partícula Secundária	Coeficiente Termométrico β_T , %/K				
	0.1 GeV	0.5 GeV	1.0 GeV	5.0 GeV	10 GeV
Múon	-0.29	-0.24	-0.20	-0.05	0.01
Próton	0.06	0.04	0.00	0.06	0.02
Nêutron	0.07	0.08	0.08	0.02	0.24

O resultado apresentado acima significa que o coeficiente barométrico β_P , para o caso dos múons (ao nível do mar ou perto dele) é de cerca de sete vezes menor que o coeficiente barométrico para os monitores de nêutrons na região de energia acima de 0.1 GeV. Além disso, para ambos os casos, múons e nucleons, também na região de baixa energia, o coeficiente de temperatura β_T , tem o valor próximo de -0.3 % /K, para múons, e próximo de zero, para os nucleons.

Logo, o efeito das variações atmosféricas em especial a pressão para o fluxo de múons ao nível do mar pode ser considerada desprezável em uma análises de curta duração. No entanto, estes fatores citados podem ser importantes numa análise de longa duração, de tal forma que abranja um período incluindo as estações do ano, por exemplo.

2.6 Aquisição de dados

Nesta seção, nós descrevemos um sistema de aquisição de dados totalmente desenvolvido através da técnica de instrumentos virtuais. Todas as etapas, tais com discriminação de sinais, coincidências e contagem é feita via software. O sistema é bem sucedido e constitui a aquisição de dados dos telescópios Tupi e New Tupi.

A implementação de um sistema de aquisição de dados através de instrumentos virtuais requer dos seguintes elementos:

1. Um software específico para programar todas as etapas de aquisição. Em nosso caso, temos escolhido o Labview. O software Labview contempla uma variedade de plataformas, incluindo o Microsoft Windows e várias versões de Linux e Mac OS. Mais detalhes podem ser encontrados em: www.ni.com. Entretanto existem outras

alternativas como o Matlab que já tem sub-rotinas específicas ou construir estas, a partir de algoritmos próprios utilizando, por exemplo, C++.

- Um único dispositivo de hardware de aquisição de dados (DAQ) é necessário. Ele atua como uma interface entre o computador e o mundo exterior. É um dispositivo que digitaliza sinais analógicos de entrada para que o computador possa interpretá-los. As DAQs possuem várias formas diferentes e tecnológicas de conexão com o PC, como as placas: PCI, PXI, PCI Express, PXI Express, PCMCIA, USB, Wireless, e aquisição de dados Ethernet. Tanto o Tupi como o New Tupi utilizam sistemas USB, com uma taxa de amostragem de 100 kS/s no Tupi e 1 MS/s no New Tupi. É necessário que a DAQ escolhida tenha um software “LabVIEW driver”. Em geral, quando uma DAQ é adquirida, são também inclusos um CD contendo os drivers e um “DAQ Assistant”, que é um guia interativo gráfico para configurar e testar a aquisição de dados. No entanto, também é possível obtê-los por download a partir do site do fabricante.

Um sistema de coincidência determina quando dois eventos ocorrem dentro de um determinado período de tempo fixo. Sistemas de instrumentação de medidas nucleares, como os telescópios Tupi, utilizam um esquema que permite a análise de vários sinais de entrada.

O processo de detecção é, então, iniciado quando uma partícula rápida (múon) atravessa os dois detectores, que chamaremos de A e B de um telescópio. A primeira etapa da aquisição é constatar se os pulsos nos detectores A e B situam-se acima de um dado nível de discriminação, previamente determinada (ver seção 2.5.1 Calibração). No caso dos telescópios de múons, Tupi e New Tupi, a saída do discriminador dos detectores A e B são enviados para uma unidade de contagem individual e para uma unidade de contagem de coincidências, tal como é mostrado na Fig. 2.7. Caso exista uma coincidência temporal entre eles, um terceiro pulso, de saída lógica $A \wedge B$ é gerado. Podemos notar que há um terceiro pulso ($A \wedge B$) apenas quando há uma sobreposição temporal entre a largura de pulso A, e a largura dos pulsos B, isto é, uma coincidência temporal entre A e B.

O dispositivo discriminador e o dispositivo de coincidência podem ser facilmente construído como os instrumentos virtuais usando as ferramentas do LabVIEW. No entanto, existem unidades que realizam a operação lógica sobre os pulsos de entrada, através de um método chamado “soma dos pulsos de entrada” [30]; [31].

A soma dos pulsos de entrada no esquema de coincidência pode ser feita essencialmente pela soma dos dois pulsos de entrada, que passa através de um discriminador de nível e gera um pulso de saída. Quando os dois pulsos de entrada se sobrepõem é possível notar que a unidade de coincidência fornece um pulso de saída durante o tempo de sobreposição dos dois pulsos (A e B na Fig. 2.8). O tempo de resolução da coincidência

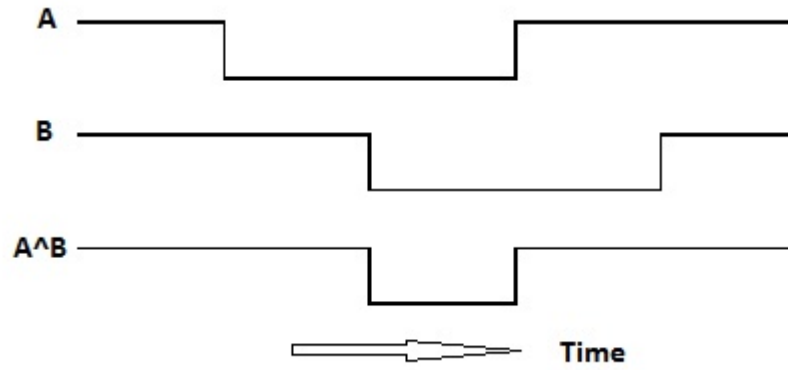


Figura 2.7: Análise de coincidências entre dois pulsos lógicos, A e B, utilizados como sinais de entrada numa unidade de coincidência que produz um pulso lógico “AND”.

é a largura dos pulsos de A e B, isto é:

$$T = T_A + T_B. \quad (2.9)$$

No presente caso, usamos para o telescópio New Tupi, uma ORTEC ScintiPack TM Fotomultiplicador base 296, que inclui um pré-amplificador com ganho de 10 vezes, emitindo um pulso com um tempo de saída de $50 \mu\text{s}$, isto significa que $T_A = T_B \sim 50 \mu\text{s}$, e o tempo de resolução T é de cerca de $100 \mu\text{s}$. Para os telescópios Tupi contamos com um ganho de 100 vezes devido ao pré-amplificador, emitindo um pulso com tempo de saída estimado em $8 \mu\text{s}$, possuindo um tempo de resolução T de cerca de $16 \mu\text{s}$.

Se o nível de discriminação do pulso de A é D_{LA} e do pulso B é D_{LB} , o nível de discriminação do pulso de $A + B$ será $D_{LA} + D_{LB}$, como mostrado na Fig. 2.8. Há um pulso de saída apenas quando a altura dos pulsos A e B excederem os seus níveis discriminadores, dentro do tempo de resolução T , isto é uma típica porta “AND”. Em outras palavras, a saída, o pulso de $A + B$, é enviada para um contador. O objetivo agora é contar o número de coincidências durante uma medição contínua, isto é, quantas vezes o sinal de $A + B$ passa através de um disparador em relação ao nível de discriminação $D_{LA} + D_{LB}$.

A Fig. 2.9 mostra um diagrama de blocos completo de execução deste algoritmo. O cartão de aquisição de dados (DAQ) realiza a leitura dos sinais nos detectores superior e inferior do telescópio Tupi, ambos a uma taxa de 100 kHz . No diagrama de blocos da Fig. 2.9, podemos observar que os dois filtros são usados apenas como um sistema de compensação. Os dois contadores computam a taxa de contagem dos múons em cada detector de forma separada, isto é, conta o número de vezes que a altura do sinal excede um determinado nível de discriminação.

Já a entrada do terceiro contador é a soma dos dois sinais, isto é, $A + B$, e permite a obtenção da taxa de contagem de coincidências de acordo com o algoritmo descrito acima. Ou seja, conta o número de vezes que a altura do sinal composto excede

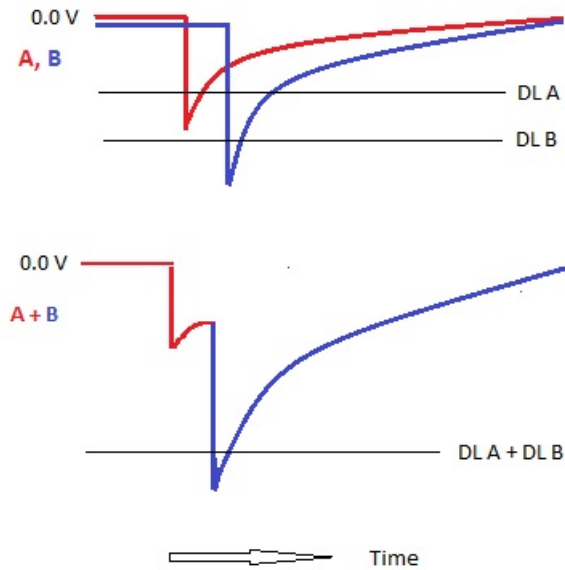


Figura 2.8: Algoritmo utilizado para verificar se dois pulsos, A e B, estão em coincidência temporal. A entrada é a soma dos dois pulsos. Há uma saída somente se o sinal composto excede o nível de discriminação, $N_{DA} + N_{DB}$.

um determinado nível de discriminação.

É possível notar que os três sistemas de contadores estão numa sequência estrutural que permite a obtenção de uma taxa de contagem contínua e sucessiva, a uma velocidade pré-determinada, neste caso, a cada 1000 ms (um segundo). Além disso, o painel de saída é mostrado na Fig. 2.10. O painel superior mostra a taxa de contagem de múons por segundo como registrado em cada detector, vermelho no detector superior e azul no detector inferior, respectivamente. O painel inferior mostra a taxa de contagem coincidente entre os detectores superior e inferior. Na próxima seção (Calibração) descreveremos brevemente como obter o nível de discriminação aqui utilizado.

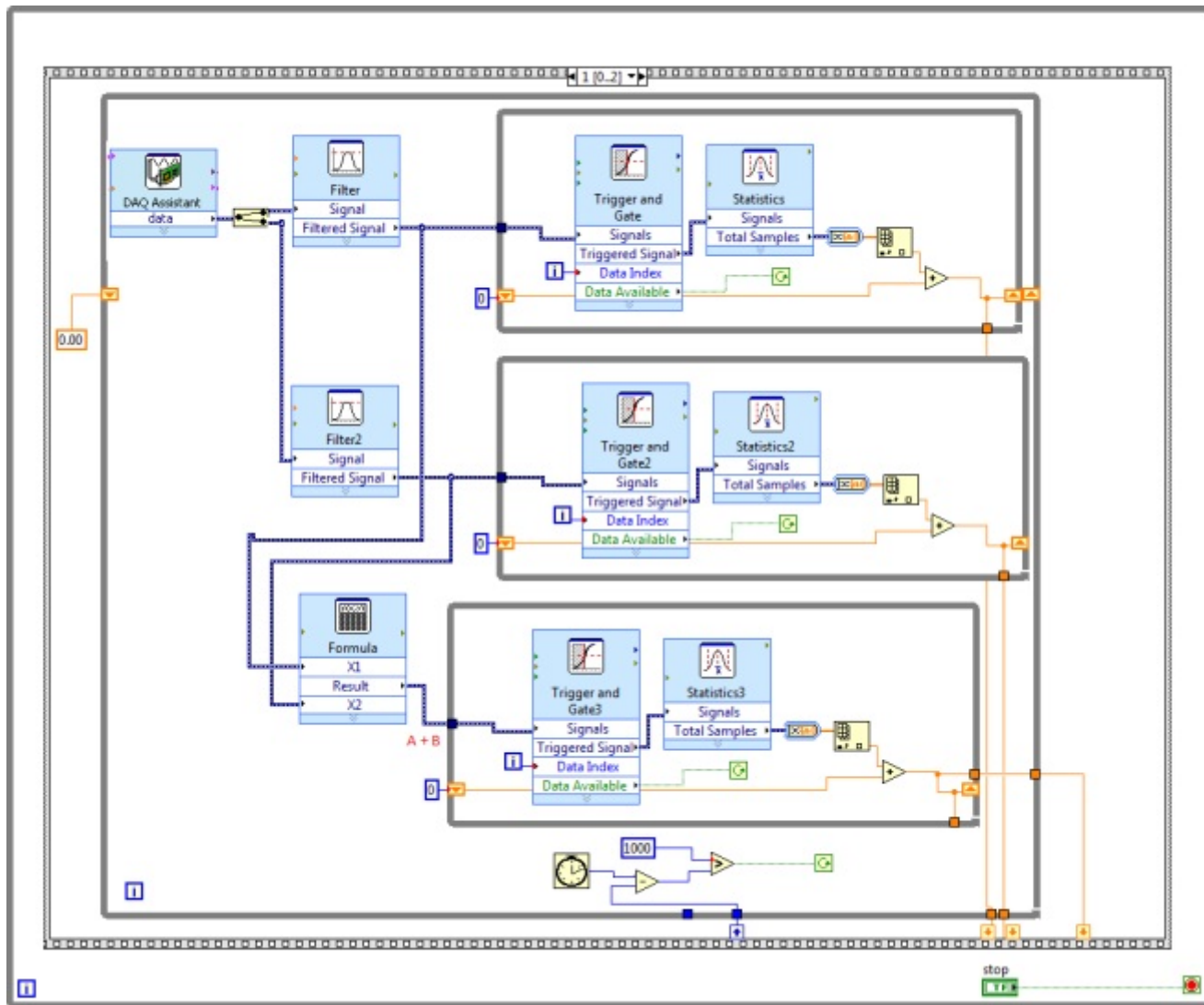


Figura 2.9: Diagrama de blocos completo do software LabVIEW. O sistema de aquisição de dados realiza a leitura de dois sinais dos detectores A e B . O sistema possui três contadores. O primeiro e segundo (a partir do topo) contam o número de vezes que a altura do sinal excede um determinado nível do discriminador em cada detector. Já o terceiro, conta o número de vezes que a altura do sinal excede o valor da soma dos discriminadores dos detectores ($A + B$).

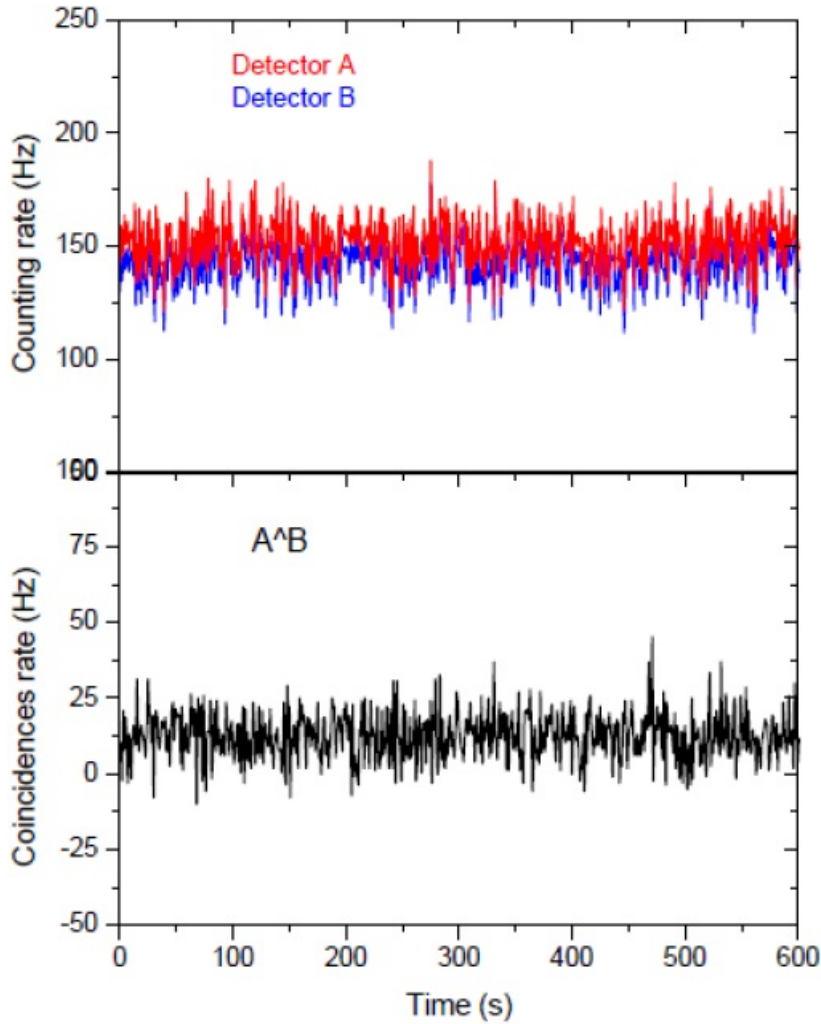


Figura 2.10: Painel superior: a taxa de contagem (Hz) como registrado pelos dois detectores do telescópio New Tupi. A serie temporal em vermelho e em azul, representam os detectores superiores e inferiores, respectivamente. Painel inferior: a taxa de contagem de coincidências entre os dois detectores

Nota-se também que o diagrama de blocos na Fig. 2.9 possui três estruturas de sequência no modo pilha, numerados de 0, 1 e 2. A Fig. 2.9 mostra somente a segunda sequência, número 1. A terceira estrutura da sequência deve ser utilizada para a saída de dados. Isso permite salvar os dados em um arquivo (texto ou binário). Esta sub-rotina virtual têm várias opções, por exemplo, possui o poder de salvar em vários arquivos sequenciais e de forma automática, abrir e fechar arquivos de forma a seguir uma determinada especificação.

Há também a possibilidade de que parte das coincidências contabilizadas sejam acidentais. Porém, partindo do pressuposto de que tais coincidências sejam dadas de maneira aleatória, podemos estimar uma taxa em que essas coincidências ocorrem. Considerando a taxa de aleatoriedade R_2 , dada pela coincidência aleatória de dois detectores, de maneira que temos:

$$R_2 = 2TA_rB_r, \quad (2.10)$$

onde T é a largura do pulso e os termos A_r e B_r são as taxas de contagens de dois detectores de múons. Para os telescópios New Tupi, esses parâmetros são: $T \sim 50 \mu\text{s}$, $A_r = 154 \text{ Hz}$ e $B_r = 146 \text{ Hz}$ em média (ver Fig. 2.10), registrando assim, cerca de 2.2 coincidências aleatórias por segundo. Como os telescópios Tupis possuem uma taxa de coincidência de 13 Hz, em média, isso significa que cerca de 17% das coincidências registradas são aleatórias. Um procedimento análogo é utilizado para estimar a taxa de coincidência aleatória para os telescópios New Tupi.

Os dados brutos de saída são uma serie temporal, isto é, número de coincidências por segundo em cada telescópio. Isto nos dá uma taxa de contagem em função do tempo universal (UT), com uma resolução de um segundo.

2.6.1 Calibração

Em um detector de partículas constituído por uma cintilador e uma fotomultiplicadora, teremos um ruído eletrônico sempre presente, e este ruído possui uma distribuição Gaussiana. Porém, quando o detector é submetido a radiação externa, tais como os múons de raios cósmicos, há um sinal adicional incorporado no ruído Gaussiano. O problema (a calibração) consiste em como separar o sinal verdadeiro do ruído. Para executar a calibração de um detector, muitas variáveis estão envolvidas, e as duas principais são:

1. a alta tensão (voltagem) em cada fotomultiplicadora. Pois a tensão da unidade PMT determina a sensibilidade, que culmina na altura do pulso e do ruído.
2. o limiar de discriminação ou nível do discriminador. Através deste procedimento podemos eliminar parte do ruído.

Na maioria dos casos, a PMT funciona numa região de alta tensão, em que a taxa de contagem é praticamente independente da alta tensão da PMT, conhecida como a região de planalto [32]. Gostaríamos de ressaltar que é importante seguir as instruções do fabricante da PMT para determinar o valor apropriado.

O nível do discriminador pode ser obtido construindo uma distribuição de altura dos pulsos. Esta tarefa pode ser realizada utilizando o diagrama de blocos do LabVIEW mostrado na Fig. 2.11. A saída deste diagrama de blocos dá diretamente a distribuição da altura dos pulsos, e na maioria dos casos (dependendo do tamanho do detector), a execução do programa durante alguns minutos já é suficiente, porque, mesmo ao nível do mar a taxa de fluxo de múons (acima de 1 GeV) é de cerca de 100 partículas por segundo e por metro quadrado. A Fig. 2.12 é um exemplo desta tarefa, e mostra a calibração de dois dos detectores dos telescópios New Tupi.

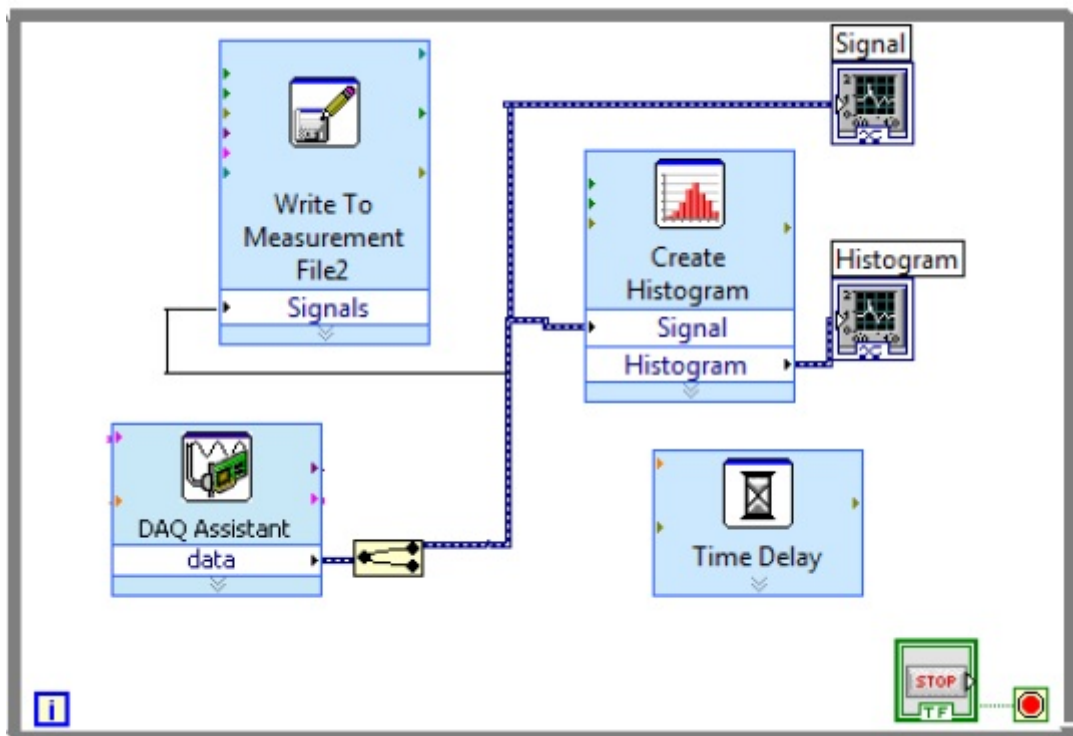


Figura 2.11: Diagrama de blocos do programa LabVIEW que determina a distribuição da altura dos pulsos. A distribuição pode ser diretamente mostrada num gráfico (histograma) ou a altura dos pulsos pode ser diretamente salva em um arquivo (texto ou binário) para análise posterior. O diagrama de blocos inclui ainda a ferramenta “Time Delay Express VI”, e pode evitar um erro de excesso “overflow” caso a taxa de amostragem lida pelo DAQ for muito alta.

A DAQ utilizada foi uma porta USB com 8 canais de entradas analógicas, trabalhando em $1000KS/s$. A partir desses números, podemos ver que a altura dos pulsos possui uma distribuição dividida em duas regiões. A região à direita é consistente com uma distribuição Gaussiana (típica de um ruído eletrônico). Os sinais fora desta curva de Gauss (região à esquerda) são considerados como sendo sinais verdadeiros, isto é, produzidos pela passagem de múons pelo detector. Assim, a seta vertical indica o melhor valor a ser utilizado como o nível de discriminação.

Gostaríamos de salientar que a calibração exige que todos os detectores estejam sob as mesmas condições físicas, bem como sob as mesmas condições de entrada. Em geral, a aquisição de dados tem um assistente virtual para ajudar com a configuração de todos os canais. Isto é, todos os canais devem ter a mesma gama de entrada de sinal, as mesmas amostras para serem lidas, e com a mesma taxa.

A DAQ deve estar em modo de aquisição e trabalhando em um sistema de amostras contínuas. É importante ressaltar que a calibração do nível de discriminação que é mostrado na Fig. 2.12 está sob os parâmetros de funcionamento dos telescópios New Tupi.

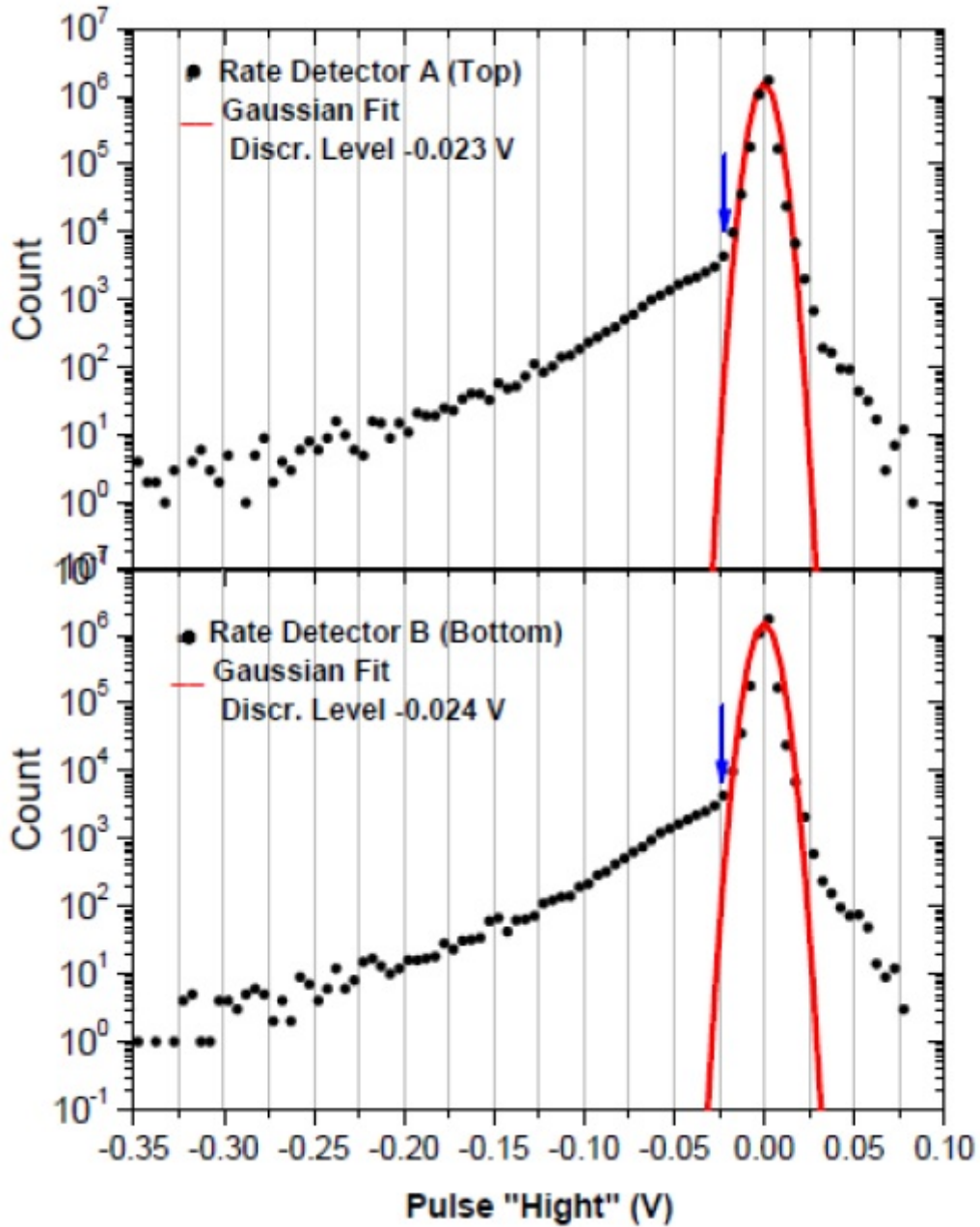


Figura 2.12: Distribuição de altura dos pulsos, obtidos com os detectores superior e inferior do telescópio New Tupi. Em ambos os casos a curva a vermelho é um ajuste gaussiano. Os pulsos fora desta curva, à esquerda, são considerados sinais de verdadeiro, isto é, produzidos pela passagem de múons pelo detector. A seta vertical indica o melhor valor a ser utilizado como o nível de discriminação. Em ambos os casos, a alta voltagem PMT é negativa.

3 Anomalia do Atlântico Sul

Neste capítulo discutiremos os efeitos da baixa intensidade do campo geomagnético presente na denominada SAA no fluxo de múons local (Niterói-RJ) causado pela Anomalia do Atlântico Sul (SAA - South Atlantic Anomaly). A SAA introduz um efeito local, isto é, um corte na rigidez geomagnética, abaixo do valor nominal do corte estabelecido pela teoria de Stormer na área localizada abaixo dela, onde situam-se os telescópios de múons Tupi. Este efeito possibilita que nossos experimentos possam observar os eventos solares transientes de pequena escala.

3.1 A Anomalia do Atlântico Sul e a rigidez de corte local

O campo magnético produzido pela Terra nos protege de forma natural das partículas de raios cósmicos, sejam eles de origem solar ou galácticos, até energia de vários GeV (dependendo da rigidez magnética de corte da região geográfica).

Para a parte de nosso planeta que estiver iluminada pelo Sol (dia), há um fator adicional relacionado ao vento solar e sua respectiva interação com a magnetosfera. Tal interação produz um choque em arco (bow shock), protegendo a Terra de vários tipos de radiação (partículas carregadas) vindas do espaço externo. A compressão exercida pelo vento solar torna a magnetosfera amplamente assimétrica, com uma longa cauda na direção oposta ao Sol. No entanto, numa determinada área que é centrada no Sul do Brasil e que estende-se até a região do Atlântico Sul, em que o efeito da blindagem da magnetosfera não é completamente esférica, possuindo um buraco resultante de um deslocamento excêntrico do centro do campo magnético a partir do centro geográfico da Terra por 280 milhas, e também devido ao fator de que eixo de rotação da Terra não coincide com o eixo magnético [33], localiza-se a Anomalia do Atlântico Sul (SAA). Esta região onde a radiação do cinturão interior de Van Allen faz a sua maior aproximação a superfície da Terra.

A SAA não é estática, tendo um deslocamento secular, isto é, sofre um deslocamento para a direção Oeste, cuja velocidade de deslocamento é de 0.3° por ano [34]. A Fig. 3.1 mostra a localização geográfica da SAA [35]. Devido à anomalia, o campo magnético terrestre desta região é inferior a 28 000 nT, e de 22 000 nT na parte central. As estações climáticas de múons brasileira, Tupi e Muonca, estão dentro desta região. A anomalia é responsável por vários processos físicos na região em que se situa, como

a alta condutividade das camadas atmosféricas [36] devido à precipitação de partículas energéticas presas no cinturão interior de Van Allen.

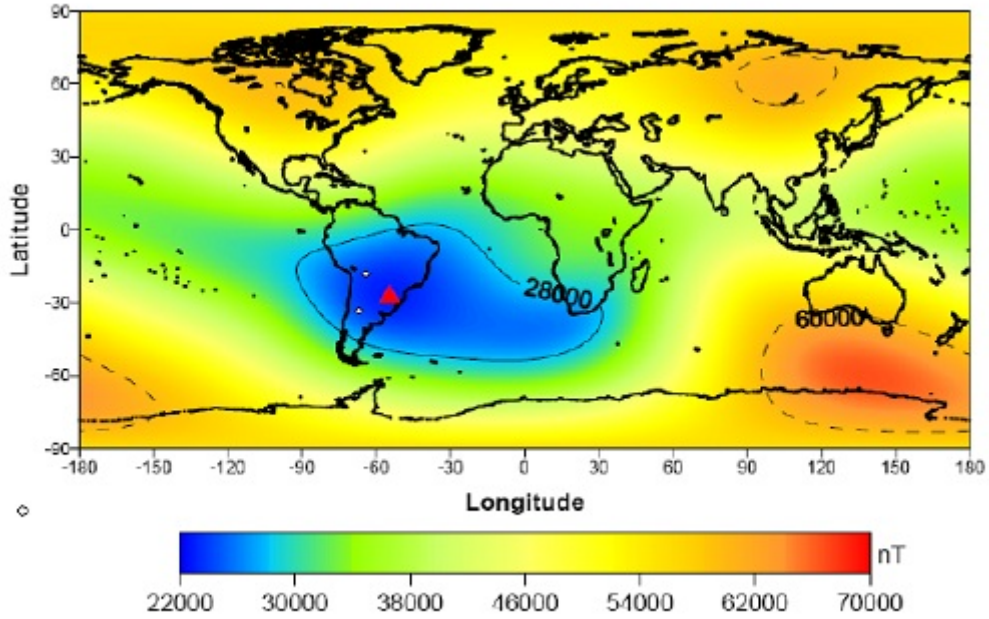


Figura 3.1: Distribuição geográfica (latitude vs longitude) da intensidade do campo geomagnético sobre a Terra, a região da Anomalia do Atlântico Sul (SAA) é limitada pela região onde a intensidade do campo geomagnético é inferior a 28 000 nT. O triângulo (em vermelho) é a região central, com uma intensidade de campo magnético em torno de 22 000 nT, e é a região em que as duas estações climáticas de múons estão localizadas [37]; [38]; [39].

A maioria dos modelos que descrevem a SAA, como AP8 [40] e várias medições de satélites, mostraram que a energia dos prótons aprisionados não excedem 300 MeV. Na verdade, os prótons (íons) com energias acima dos 300 MeV no campo magnético terrestre não satisfazem o critério Alfven para partículas aprisionadas no campo magnético da Terra. O critério para íons aprisionados no cinturão de Van Allen é determinada pela condição de aprisionamento estável no campo geomagnético, dado por Alfven [41], através da seguinte relação:

$$\frac{r_L}{r_m} \ll 1, \quad (3.1)$$

onde r_L é o raio de Larmor da partícula e r_m é a curvatura radial das linhas do campo magnético da Terra.

Os raios cósmicos e as partículas solares com energias abaixo dos 300 MeV satisfazem o critério citado anteriormente e eles podem ser aprisionados nos cinturões de Van Allen, como os prótons, por exemplo, que podem ser aprisionados no cinturão interno, na sequência de um movimento de rotação em torno das linhas de campo magnético, saltando entre os dois hemisférios. Como o cinturão interno localiza-se à altitudes mais baixas, o resultado é um fluxo elevado (em até mil vezes) de partículas carregadas nesta região, como medida por várias naves espaciais. A distribuição geográfica dada pelo

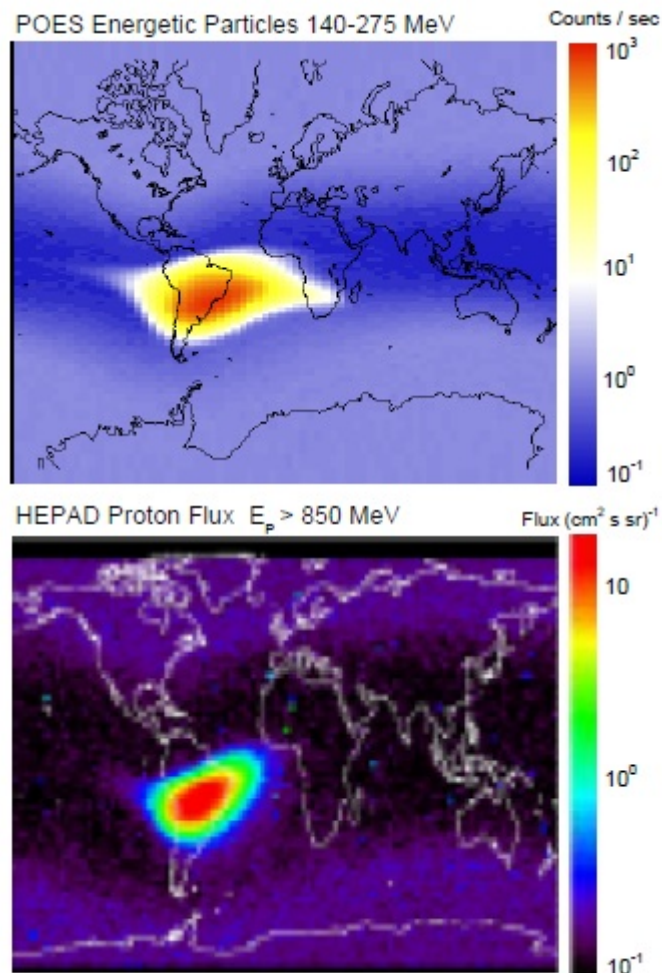


Figura 3.2: Paineis superior e inferior: distribuição geográfica (latitude vs longitude) da taxa de contagem de partículas energéticas com energia entre 140 – 275 MeV, registrada pelo satélite POES [42]. Paineis inferior: distribuição geográfica (latitude vs longitude) do fluxo de prótons ($E_p > 850$ MeV) medido pelo detector HEPAD ICARE, do satélite argentino SAC-C [40]. A escala de cores é logarítmica. Na região em vermelho observa-se um fluxo de prótons 10 vezes maior do que na região em azul.

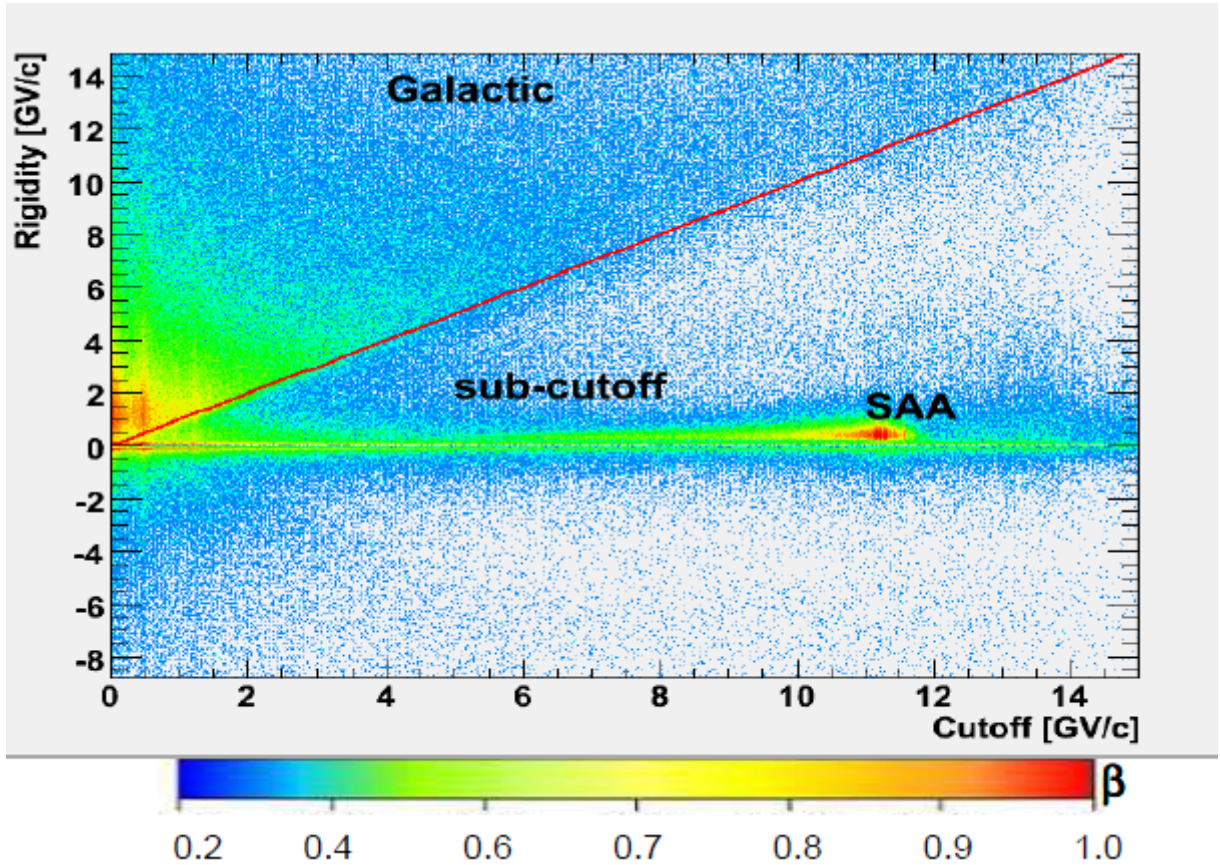


Figura 3.3: Rigidez geomagnética versus rigidez geomagnética de corte, medida pela espaçonave PAMELA. A linha sólida representa a rigidez de corte esperada de acordo com a aproximação de Stormer. A SAA introduz uma sub-rigidez magnética de corte nesta região, abaixo da rigidez de corte de Stormer.

POES (Polar-orbiting Operational Environmental Satellites) dá a taxa de contagem das partículas com energias entre 140–275 MeV e é mostrado na Fig. 3.2 [42] (painel superior). O lugar onde a taxa de contagem apresenta um valor máximo é a SAA.

Entretanto, nesta região o fluxo de prótons com energias acima de 850 MeV é cerca de dez vezes maior do que o fluxo externo à SAA, tal como foi medido pelo detector HEPAD [40], mostrado na Fig. 3.2 (painel inferior). Estes prótons não satisfazem mais o critério de Alfvén. Isto significa que eles vêm do espaço exterior, isto é, eles conseguem penetrar a barreira magnética na região da SAA.

De fato, a colaboração PAMELA introduziu uma sub-rigidez geomagnética de corte, que é abaixo do ponto de corte previsto pela teoria de Stormer na área onde a SAA é situada, conforme indica a Fig. 3.3 [43].

Os resultados obtidos pela espaçonave PAMELA mostram que as partículas de altas energias estão presentes em todas as latitudes, porém o efeito da baixa rigidez geomagnética de corte (abaixo de 1.0 GV) para partículas de baixas energias ($E < 200$ MeV) está presente em apenas três locais: nas regiões próximas aos polos e na região que abrange a SAA. Esses fatores são responsáveis pelo grande fluxo de partículas presente na região da

SAA, ou em resumo, o resultado é que, para uma dada altura, a intensidade da radiação é maior nesta região do que em outros lugares.

3.2 Influência do campo geomagnético na propagação das partículas

Com o objetivo de melhor entender a SAA e a propagação do fluxo de partículas até a detecção por instrumentos em solo, utilizamos o algoritmo de interação hadrônico, FLUKA [44], dentro do programa CORSIKA [45], que é um programa de simulação padrão neste campo. No FLUKA-CORSIKA, o efeito de campo geomagnético é considerado em duas fases diferentes da cadeia de simulação.

O primeiro leva em conta apenas o campo geomagnético local, durante o desenvolvimento do chuveiro atmosférico. Essa consideração é a única necessária para quando o objeto de estudo for chuveiros gerados a partir de partículas primárias desprovidas de carga, como um raio gama [19]; [20]. O segundo e mais importante para os nossos objetivos, leva em conta a rigidez geomagnética de corte para a partícula primária, através da deflexão magnética das partículas primárias num determinado local (primeiro ponto de interação). O efeito de corte geomagnético modula o espectro primário, porque para uma determinada localização (primeiro ponto de interação de partículas primárias) há um valor de rigidez geomagnética de corte associada. Nós escolhemos cinco locais, onde há detectores de partículas, com diferentes valores para a rigidez geomagnética de corte, incluindo a localização dos telescópios de múons Tupi e New Tupi, na região da SAA, que por simplicidade será denotado apenas como sítio Tupi.

Tabela 3.1: Parâmetros geomagnéticos dos cinco sítios analisados.

Sítio	B(horizontal) mT	B(vertical) mT	Rigidez de corte vertical (Stormer) GV
Polo Sul	16.73	-52.33	0.1
Jung	21.36	42.23	4.5
Atenas	26.63	37.41	8.5
Tupi	18.13	-16.60	9.2
Yangbajin	34.13	36.54	14.0

As condições de entrada foram:

1. Os parâmetros magnéticos destes cinco locais encontram-se resumidos na Tabela 3.1.
2. Somente foram levadas em consideração a incidência vertical de prótons com uma energia primárias fixa de 20 GeV e apenas múons ($E_\mu > 100$ MeV) ao nível do mar são considerados.

3. Para cada local, 10^5 eventos foram simulados.

A informação de saída foi como se segue:

1. A distribuição lateral de múons normalizada: $1/N(dN_\mu/dR_\mu)$, para cada sítio da superfície (no nível do mar) medida a partir do eixo de chuva.
2. A distribuição acumulativa da distribuição lateral normalizada de múons e as razões, entre os sítios Tupi-Polo Sul e Tupi-Atenas.

Com base neste procedimento obtivemos os resultados da distribuição lateral normalizada de múons $1/N(dN_\mu/dR_\mu)$, para os cinco locais medidos (no nível do mar) a partir do eixo do chuva, assim como indica a Fig. 3.4. Podemos ver um comportamento sistemático, R_{max} aumenta à medida que a rigidez geomagnética de corte, prevista no modelo de Stormer, também aumenta. Temos então, que o menor valor de R_{max} ocorre no Polo Sul, justamente o sítio que possui o mais baixo valor para a rigidez de corte segundo Stormer (0.1 GV), e o maior valor ocorre em Yangbajin (YBJ), onde o valor da rigidez geomagnética de corte é 14.0 GV.

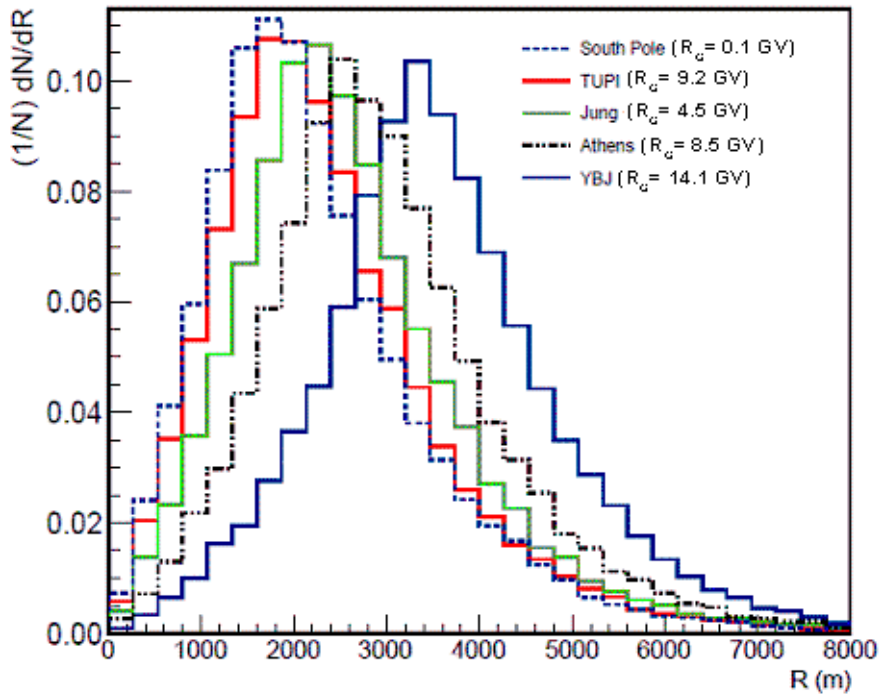


Figura 3.4: O gráfico indica a distribuição lateral normalizada de múons, medidos a partir do eixo chuva, para os cinco sítios analisados aqui. O número associado a cada local, indica a rigidez geomagnética de corte, segundo o modelo de Stormer.

A exceção é o sítio Tupi, que apesar de seu corte previsto pelo modelo de Stormer possuir o valor de 9.2 GV, o seu R_{max} possui um valor próximo do R_{max} observado no Polo Sul, sendo a apenas um pouco maior. O R_{max} é correlacionado linearmente com a rigidez geomagnética de corte prevista pelo modelo de Stormer (coeficiente de correlação de 0.95), como mostrado na Fig. 3.5. Novamente, a exceção é o sítio Tupi.

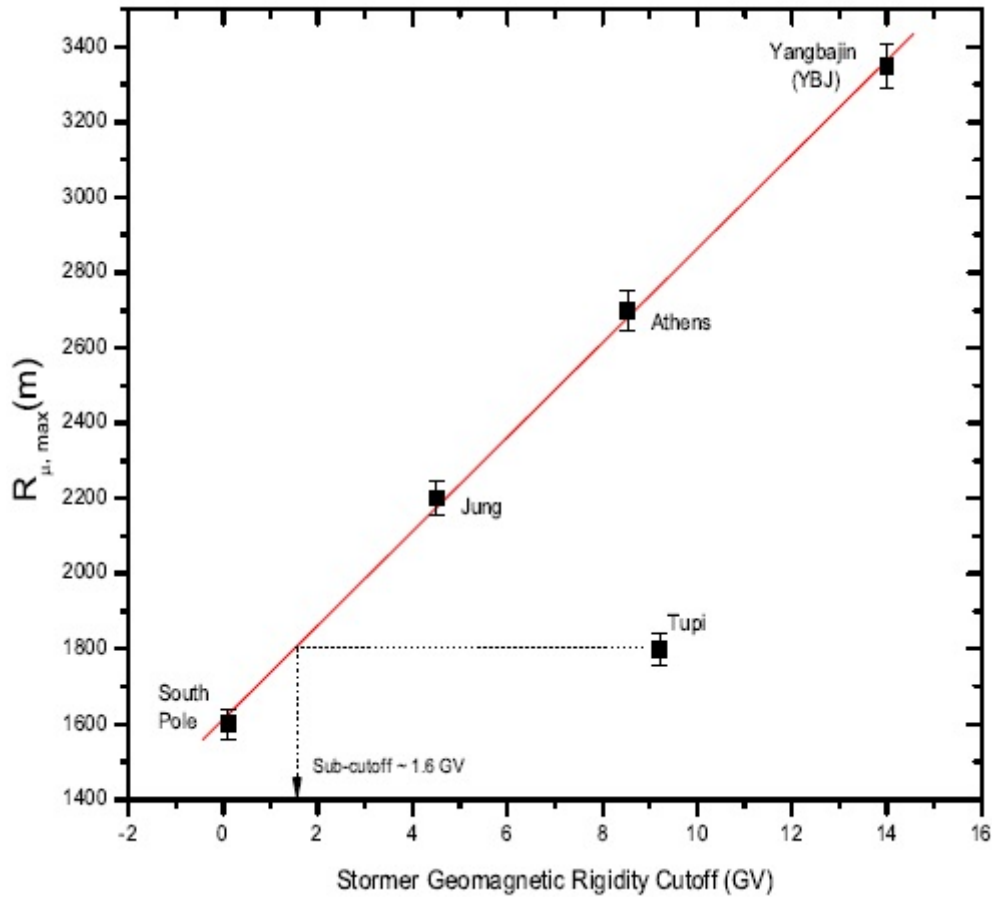


Figura 3.5: Gráfico indicando a correlação entre a R_{max} e a rigidez geomagnética de corte, segundo o modelo de Stormer, utilizando os sítios o Polo Sul, Jung, Atenas e Yangbajin. A linha vermelha é uma regressão linear (com um coeficiente de correlação de 0.95). Observe que o sítio Tupi está fora dessa correlação.

De acordo com esta relação, o valor de R_{max} para o Tupi deveria ser cerca de 2820 m, mas o valor de saída simulado é só de 1800 m. Este valor sugere uma rigidez geomagnética de corte é de apenas 1.6 GV. É importante ressaltar que este é apenas um efeito local, devido à baixa intensidade da componente horizontal do campo geomagnético na região em que a SAA.

Este comportamento anômalo pode também ser visto na distribuição acumulativa da distribuição lateral normalizada, como mostrado na Fig. 3.6. O painel esquerdo mostra uma comparação da distribuição acumulativa dos sítios Tupi e Polo Sul, onde no painel da direita temos uma comparação entre os sítios Tupi e Atenas. A partir desses números, podemos ver que a taxa de múons entre os sítios Tupi-Polo Sul em $R < 3000$ m é apenas ~ 0.8 vezes menor. No entanto, a taxa de múons entre os sítios Tupi-Atenas para $R < 3000$ m é até ~ 27 vezes maior. Além disso, apenas para uma distância $R > 3000$ m temos que a proporção em ambos os casos tendam a 1. Note que a rigidez geomagnética de corte do sítio Atenas, segundo Stormer, é menor do que o ponto de corte do Tupi (ver Tabela 3.1).

Temos então que os sítios mais favorecidos são as regiões polares porque o seu componente magnético horizontal é menor. No entanto, a sensibilidade, pelo menos considerando-se apenas a incidência vertical, na região da SAA é próxima ao observado em regiões polares. Este resultado é preliminar, admitimos que é necessário mais estudos sobre este tema, incluindo um espectro de lei de potência em energia primária, assim como outros ângulos de incidência e assim por diante. Resultados preliminares levando em conta estes efeitos indicam uma rigidez de corte menor a 3GV na região central da SAA. Este estudo está em andamento.

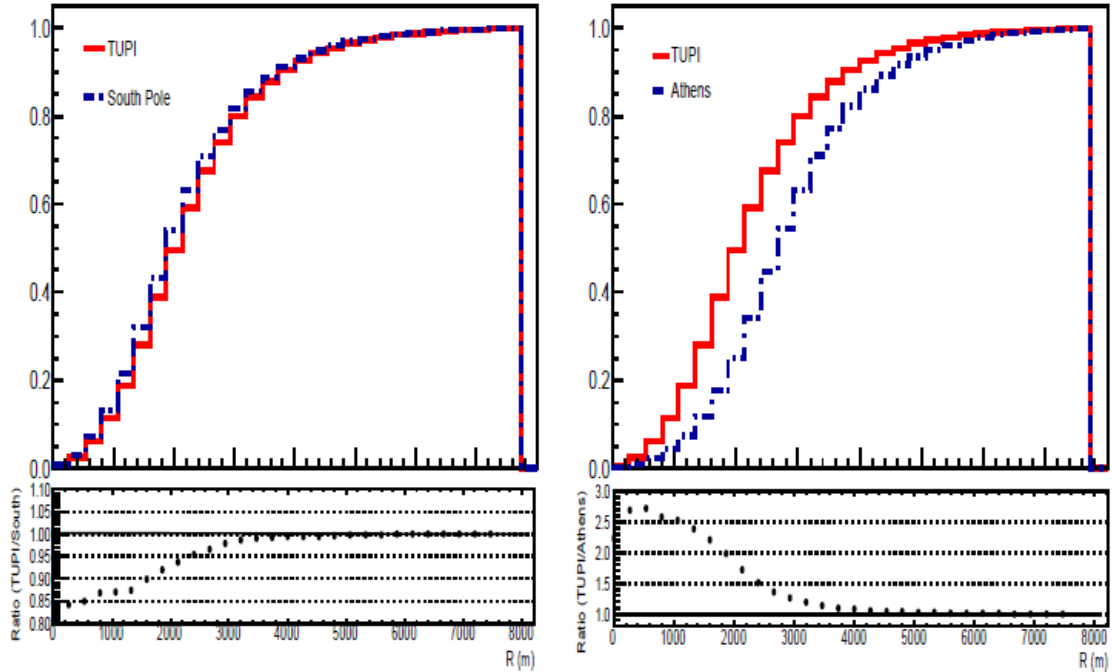


Figura 3.6: A comparação da distribuição acumulativa da distribuição lateral normalizada de múons: Painel esquerdo, entre Tupi e Polo Sul, painel direito, entre Tupi e Atenas. Em ambos os casos, os painéis de fundo são a razão de múon Tupi-Polo Sul e Tupi-Atenas, respectivamente.

4 Observações

Neste capítulo apresentamos as observações de um excesso de múons, realizadas em solo pelos telescópios Tupi em 1 de Novembro de 2014. Este excesso de múons pode ser atribuído a emissão de partículas (prótons) relativísticas durante a explosão de um filamento solar.

4.1 Efeitos na Terra do Hyder flare ocorrido em 1 de Novembro de 2014

Nos últimos dias de Outubro de 2014 um filamento podia ser visto na região Sudeste do disco solar. O filamento surgiu simultaneamente a enormes buracos coronais no lado Norte do disco, assim como é mostrado nas observações realizadas pelo Observatório da Dinâmica Solar (SDO - Solar Dynamics Observatory) [46] e reproduzidas na Fig. 4.1.

Durante as primeiras horas de 1 de Novembro de 2014 este filamento tornou-se instável desprendendo-se da superfície solar formando o núcleo de uma enorme ejeção de massa coronal (CME - Coronal Mass Ejection), também registrado pelo SDO e reproduzido na Fig. 4.2. Essa ejeção de massa coronal é associada a uma erupção solar (flare) de classe C2.7, ocorrida às 04:44 UT, durante um período de cerca de três horas. A erupção solar está associada ao filamento, que originou-se longe da presença de regiões ativas, caracterizando-se como um Hyder flare [47].

O fluxo de raios-X detectados pelo satélite geoestacionário GOES 15 (Geostationary Operational Environmental Satellite), em 1 Novembro de 2014, revela um flare de classe C2.7, com início às 04:44 UT, atingindo um máximo às 05:34 UT e encerrando às 07:05 UT, como é mostrado na Fig. 4.3 (painel superior). Como já foi comentado, houve uma CME associada à explosão, no entanto, devido à localização perto do limbo Leste, mais precisamente na região Sudeste, a maioria do plasma ejetado não foi direcionado à Terra.

No entanto, de forma surpreendente, às 14:10 UT, o satélite GOES 13 registrou a presença de partículas solares energéticas (SEP - Solar Energetic Particles), associadas ao flare C2.7. Esse registro deu-se em torno de ~ 10.5 horas depois do início da emissão de raios-X, como é mostrado na Fig. 4.3 (segundo painel). A SEP atingiu a condição de tempestade de radiação de nível S1 (para prótons com $E > 10$ MeV e com um fluxo acima de 10 partículas/cm² · s · sr à distância de 1 UA) na escala logarítmica NOAA de tempestade de radiação [48], apenas nas últimas horas do dia 2 de Novembro, como

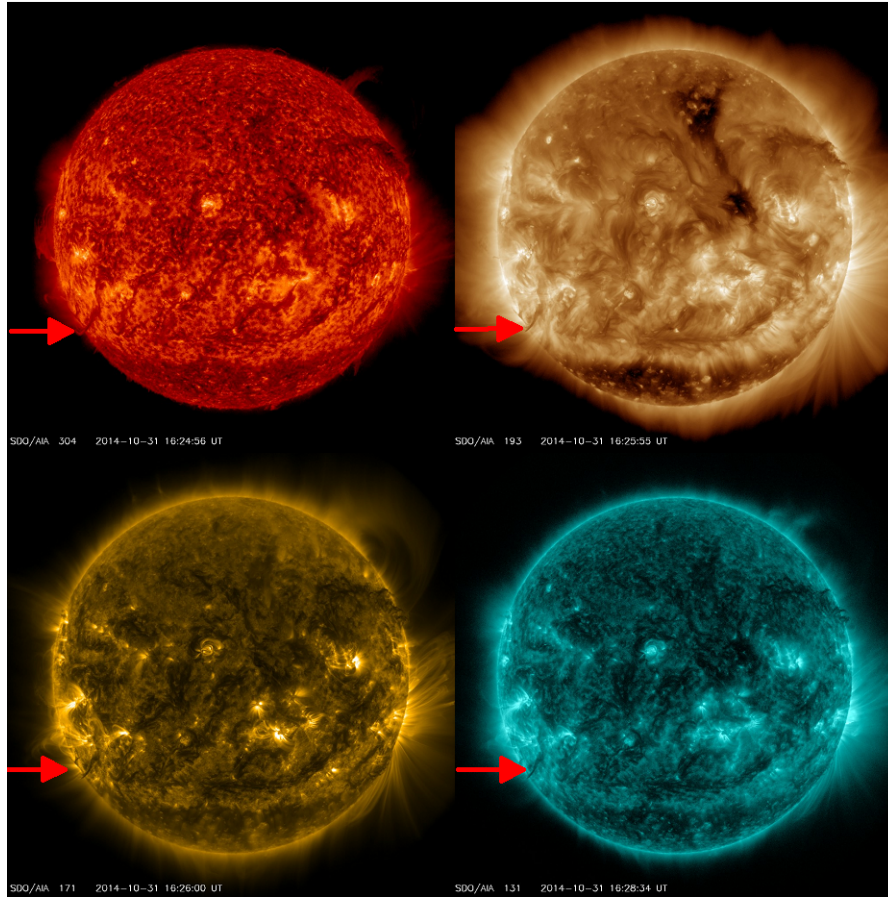


Figura 4.1: Observações realizadas pelo SDO-AIA em quatro comprimentos de onda, aproximadamente às 16:25 UT, dos buracos coronais em 31 de Outubro de 2014. A seta na região Sudeste do disco solar indica o filamento associado à explosão solar, um Hyder flare, da classe C2.7, em 1 de Novembro de 2014.

mostrado no painel de topo da Fig. 4.4. Estas observações sugerem que as partículas solares foram aceleradas por frentes de choques provocados pela CME, fazendo com que as partículas fossem espalhadas através de uma grande abertura longitudinal. Além disso, o grande atraso detecção do fluxo de raio-X associados ao flare C2.7 e detectado pelo satélite GOES 15 e o aumento do fluxo das partículas energéticas solares detectadas pelo GOES 13, que foram observadas à uma distância de 1 UA, bem como o local da explosão, na parte sudeste do disco solar, sem uma ligação magnética direta, indica que a SEP propagou-se transversalmente ao campo magnético interplanetário (IMF - Interplanetary Magnetic Field).

Há também evidências de que os choques provocados pela CME tenham acelerado partículas (prótons) até energias relativísticas, ou seja, na faixa de GeV, produzindo um excesso no chuveiro de partículas na atmosfera da Terra. Este excesso pôde ser observado através do aumento na taxa de contagem de detectores de partículas no nível do solo, como o monitor de nêutrons localizado no Polo Sul (South Pole NM), como também, na taxa de contagem de múons dos telescópios Tupi (Tupi). O aparecimento destas taxas de contagens revelando um excesso de partículas no nível do solo está em coincidência com

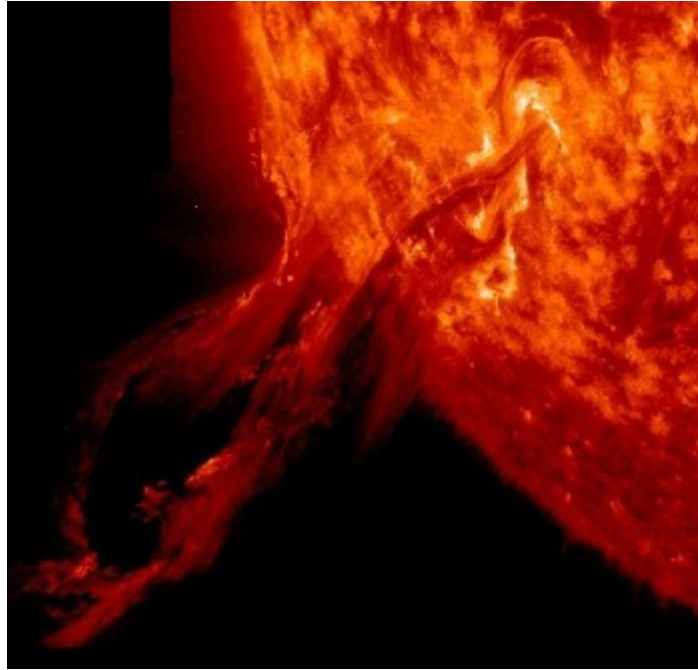


Figura 4.2: SDO-AIA, mostrando a ejeção da CME associada ao Hyder flare de classe C2.7, em 1 de Novembro de 2014, com início às 04:44 UT.

o início da SEP observado pelo satélite GOES 13. As Figs. 4.3 (terceiro e quarto painéis) e 4.4 resumem bem esta situação. Destacamos que neste mesmo dia ocorreram outros flares. O primeiro por volta das 9 h, porém este flare não teve uma CME associada com ondas de choque de alta energia. Já os outros dois flares aconteceram após a detecção de partículas pelo Tupi. Mesmo assim suas respectivas CMEs associadas não desenvolveram ondas de choque de altas energias.

O excesso de múons observado pelos telescópios Tupi atingiram cerca de $\sim 3.5\%$ no telescópio Tupi Vertical e $\sim 4.0\%$ no telescópio Tupi Leste (Tupi East). Já no monitor de nêutrons localizado no Polo Sul, foi registrado um aumento de cerca de $\sim 3\%$ em sua taxa de contagem. Acreditamos que esse excesso de partículas medidas em solo por diferentes equipamentos e em diferentes posições geográficas, além das medidas registradas nas proximidades de nosso planeta pelo satélite GOES 13, fornecem evidências que a explosão do filamento solar, ocorrida em 1 de Novembro de 2014, está associado a uma CME capaz de acelerar partículas propagando-se transversalmente ao IMF até atingir as proximidades do planeta Terra.

O mecanismo que possibilitou a propagação das partículas solares transversalmente ao campo magnético interplanetário é algo intrigante e carece de explicações mais detalhadas. Para entendermos melhor como essa propagação transversal ocorreu, algumas hipóteses serão abordadas nos capítulos seguintes.

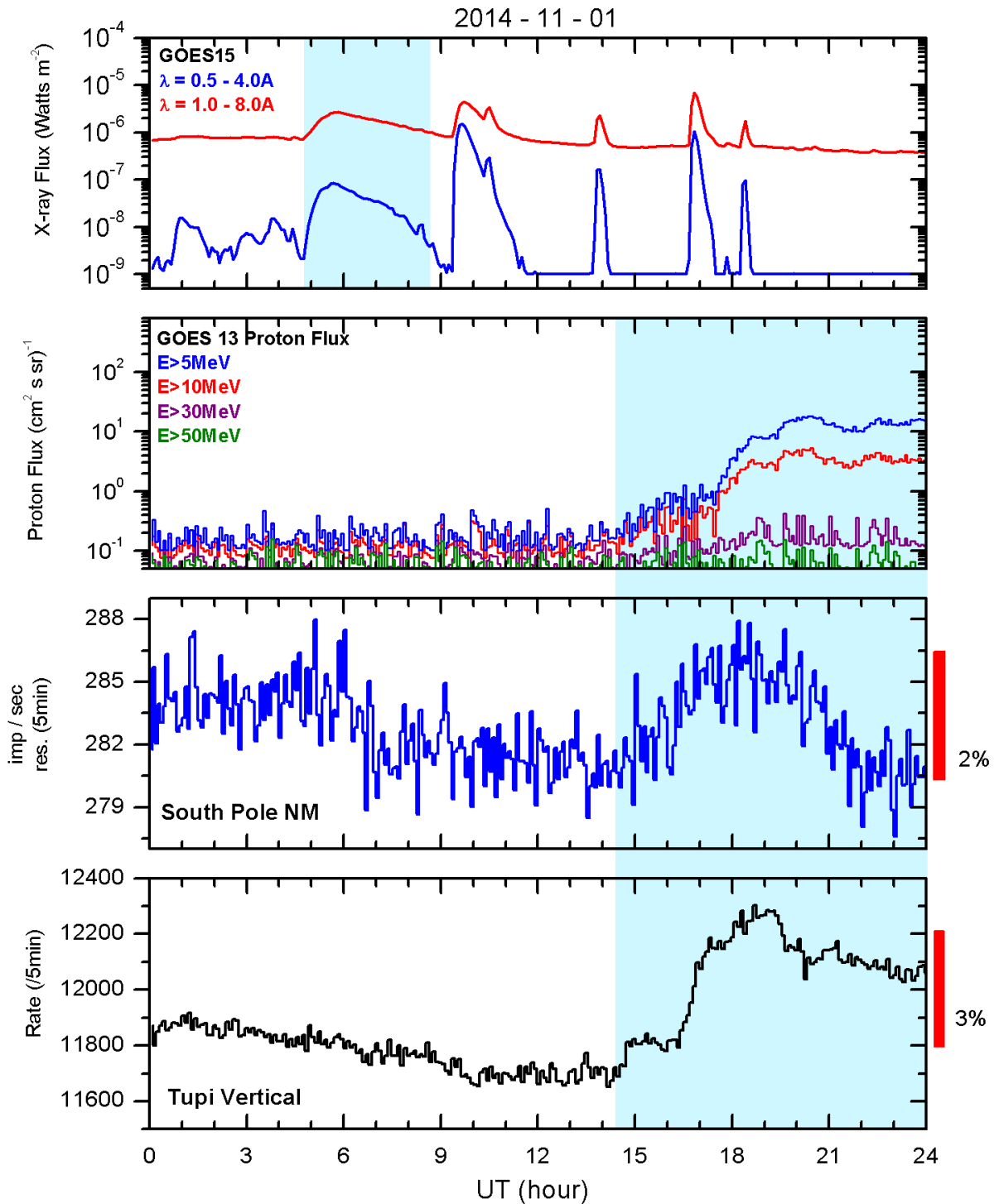


Figura 4.3: Perfil temporal do evento de 1 de Novembro de 2014, em quatro detectores diferentes. Painel superior: o fluxo de raio-x em dois comprimentos de ondas registrado satélite GOES 15. Segundo painel: o fluxo de partículas em quatro faixas de energia registrado pelo satélite GOES 13. Painéis terceiro e inferior: a taxa de contagem no monitor de nêutrons localizado Polo Sul (South Pole-NM) e no telescópio Tupi Vertical, respectivamente.

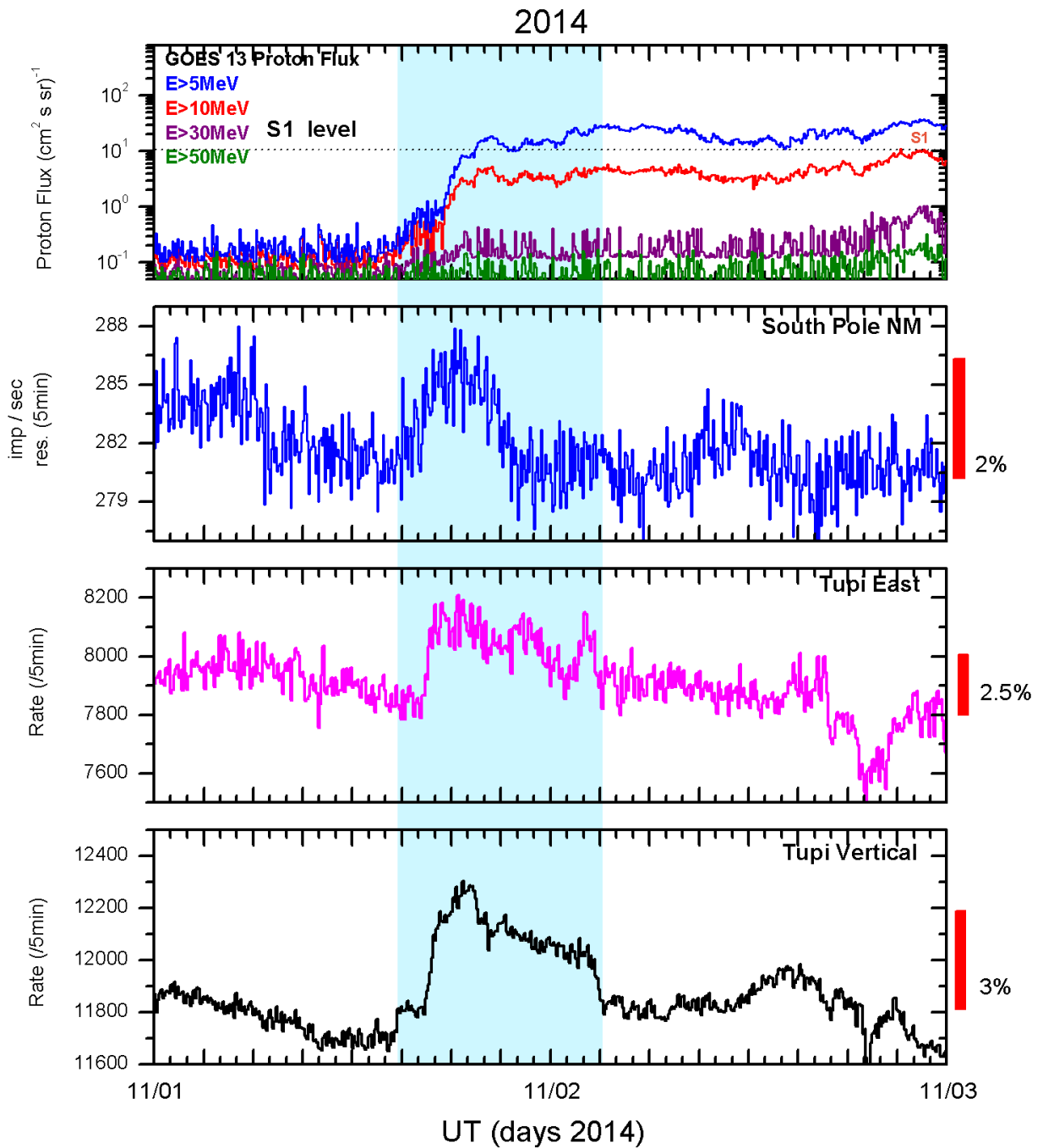


Figura 4.4: Perfil temporal do evento de 1 de Novembro (com duração até o final do dia 2 de Novembro) de 2014, em três detectores diferentes. Painel superior: o fluxo de partículas em quatro faixas de energia registrado pelo satélite GOES 13. Segundo painel: a taxa de contagem no monitor de nêutrons localizado Polo Sul (South Pole-NM). Painéis terceiro e inferior: a taxa de contagem no telescópios Tupi Leste e Vertical, respectivamente.

5 Propagação das partículas solares energéticas através do IMF

Neste capítulo apresentamos uma breve descrição da equação de transporte de Parker [49], que descreve a propagação das partículas solares através do meio interplanetário.

5.1 A equação de transporte

A detecção do Hyder flare C2.7 ocorrida em solo pelos telescópios de múons Tupi (Vertical e Leste) e pelo monitor de nêutrons situado no Polo Sul, e também nas proximidades da Terra pelo satélite GOES 13, é de certa forma surpreendente. As partículas solares energéticas (SEPs) associadas ao evento que teve origem na porção oriental do Sol, região em que não há conexão magnética direta entre a heliolongitude e nosso planeta, atingiram a Terra ~ 10.5 horas depois das emissões de raios-X. No entanto, analisando a equação de transporte de partículas solares através do meio interplanetário [49], alguns cenários podem ser sugeridos na tentativa de explicar a detecção do evento de 1 de Novembro de 2014. Seja a equação que governa a propagação das partículas solares energéticas através da heliosfera, dada por:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\kappa_{ij}^{(s)} \frac{\partial f}{\partial x_j} \right]}_I - \underbrace{U \cdot \nabla f}_{II} - \underbrace{v_d \cdot \nabla f}_{III} + \underbrace{\frac{1}{3} \nabla \cdot U \left[\frac{\partial f}{\partial \ln p} \right]}_{IV} + \underbrace{Q}_V. \quad (5.1)$$

Podemos observar que a equação de transporte depende explicitamente de f , uma função de distribuição dependente da posição x_i , do momento p e do tempo t . Temos, portanto: $f = f(x_i, p, t)$; o termo U representando a velocidade do plasma; $\kappa_{ij}^{(s)}$ a componente simétrica do tensor de difusão, que pode ser escrito em sua forma completa, adotando o sistema de coordenada ao longo do eixo de medida do campo magnético, da seguinte forma [50]:

$$\kappa_{ij} = \begin{pmatrix} \kappa_{\perp} & \kappa_A & 0 \\ -\kappa_A & \kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Os termos κ_{\perp} e κ_{\parallel} representam os coeficientes de difusão perpendicular e paralelo, respectivamente. O termo κ_A indica a componente anti-simétrica do tensor de difusão. O termo v_d , presente na equação de transporte, indica a velocidade de deriva

(drift velocity) que pode ser escrita como a derivada da componente anti-simétrica do tensor de difusão em relação ao tempo [50]. Logo:

$$v_{d_i} = \frac{\partial \kappa_{ij}^{(A)}}{\partial x_j}. \quad (5.3)$$

Temos então que cada parcela da equação de transporte representa:

- I- a difusão das partículas através do meio interplanetário;
- II- a convecção do plasma;
- III- o drift devido a ação da curvatura e do gradiente do campo magnético interplanetário na espiral de Parker;
- IV- a perda de energia durante a propagação das partículas através do meio interplanetário;
- V- a fonte de injeção das partículas solares no meio interplanetário.

A observação da SEP em 1 de Novembro de 2014, mesmo possuindo uma grande abertura longitudinal, poderia implicar na existência de choques coronais que se estendem por, pelo menos, 300 graus [51] e os choques interplanetários até 180 graus em 1 UA [52].

No entanto, a abertura longitudinal para este evento não excede 130 graus, todo direcionado para a parte oriental (ver figura 6.3) restringe este argumento. Também podemos conjecturar a hipótese de tubos de campos magnéticos abertos, próximo a região de origem da explosão, canalizando o fluxo de partículas para longe da região coronal do Sol, ou seja, através do IMF [53]. Este cenário é equivalente a considerar a existência de uma ligação magnética quase-direta entre a região onde o evento solar originou-se e os sítios onde foi observado. Porém, novamente, o grande atraso entre o início da erupção solar e o início da detecção, restringe o argumento de uma ligação magnética quase-direta.

Acreditamos que os efeitos somados das componentes das parcelas da difusão perpendicular e do drift das partículas através do IMF, possam contribuir de forma significativa para a detecção do presente evento, principalmente para casos em que a velocidade do vento solar for alta [50]. Estes mecanismos foram desenvolvidos, em parte, para explicar a detecção quase simultânea de um mesmo evento solar em naves espaciais todas a 1 UA porém com grandes separações longitudinais (ACE, Stereo A e Stereo B) [54].

5.2 Coeficiente de difusão e o efeito drift

A propagação das partículas solares energéticas carregadas, paralelas e perpendiculares às direções do campo magnético interplanetário são geralmente bastante distintas e podem ser relacionadas pela parte simétrica do tensor de difusão espacial κ_{\parallel}

e κ_{\perp} , respectivamente, da equação de transporte Parker [49]. As componentes κ_{\perp} e κ_{\parallel} são derivadas dos termos simétricos do tensor κ_{ij} . A magnitude de κ_{\perp} em relação a κ_{\parallel} ao estudarmos os fortes gradientes de partículas solares [55] produz uma razão:

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} \propto 10^{-4}. \quad (5.4)$$

Com base nesses dados a componente κ_{\perp} costuma ser negligenciada nos estudos sobre a propagação das SEPs. No entanto, há evidências experimentais que comprovam que há contribuição mais efetiva da componente κ_{\perp} para interações de CIRs de longa duração (eventos de duração superiores à 12 horas) [56], podendo produzir para íons de hélio, com energias entre 44 – 313 keV/nucleon, resultados do tipo:

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = 1.47, \quad (5.5)$$

onde podemos observar que mesmo para eventos de partículas de baixas energias os valores apresentados para estes eventos de longa duração são tipicamente maiores que os encontrados na literatura do transporte de partículas. Além disso há evidências observacionais do satélite Ulysses [57], na faixa entre 40 – 92 MeV onde usando a equação de transporte estima-se que, para as medições registradas pelo Ulysses, o livre caminho-médio possua um valor de cerca de 0.07 UA. O que implica num coeficiente de difusão paralelo κ_{\parallel} igual a $3.10^{21} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ por próton de 50 MeV e um coeficiente de difusão perpendicular κ_{\perp} igual a $8.10^{20} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Resultando assim, na seguinte razão:

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = 0.25, \quad (5.6)$$

ou seja, em certas ocasiões a razão entre os coeficiente κ_{\parallel} e κ_{\perp} podem atingir valores maiores do que o esperado. No entanto, já é sabido [58] que utilizando a teoria para o espalhamento clássico podemos obter a seguinte relação entre κ_{\perp} e κ_{\parallel} :

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = \frac{1}{1 + (\lambda_{\parallel}/r_g)^2}, \quad (5.7)$$

onde temos que λ_{\parallel} é o livre caminho médio paralelo ao campo magnético e r_g é raio de rotação da partícula (raio de Larmor). Os valores de λ_{\parallel} são tipicamente muito maiores do que os valores de r_g , fazendo com que κ_{\perp} seja muito menor que κ_{\parallel} . Desta forma, na maioria das vezes o termo κ_{\perp} acaba sendo negligenciado. No entanto, com base em observações à 1 UA, realizadas pelos satélites ACE-ULEIS [59], temos que κ_{\parallel} é proporcional à λ_{\parallel} vezes a velocidade da partícula v , porém, temos que r_g também é proporcional à v . Assim, substituindo a equação acima em termos de v , temos:

$$\kappa_{\perp} \propto \frac{v^4}{\kappa_{\parallel}}, \quad (5.8)$$

Trabalhando o caso isotrópico, homogêneo e de turbulência unidimensional [60] para a componente κ_{\parallel} , nas quais os vetores de onda estão alinhados com o campo magnético, é possível derivar [59]:

$$\kappa_{\parallel} = \frac{3v^3}{20\Omega_0^2 L_c} \left(\frac{B_0}{\sigma}\right)^2 \csc\left(\frac{3\pi}{5}\right) \left[1 + \frac{72}{7} \left(\frac{\Omega_0 L_c}{v}\right)^{\frac{5}{3}}\right], \quad (5.9)$$

onde B_0 representa a magnitude do campo magnético, v é a velocidade da partícula, Ω_0 representa a frequência de ciclotron da partícula, L_c denota o comprimento de correlação e σ^2 é a variância de onda para o espectro de potência da turbulência. Ao assumirmos que $\frac{v}{\Omega_0} \ll L_c$, obtemos a seguinte proporcionalidade:

$$\kappa_{\parallel} \propto v^{4/3}, \quad (5.10)$$

o que implica na seguinte proporcionalidade do coeficiente de difusão perpendicular em relação a velocidade:

$$\kappa_{\perp} \propto v^{8/3}. \quad (5.11)$$

Obtemos, então, que à 1 UA, para campos magnéticos turbulentos, o coeficiente de difusão κ_{\perp} pode ter uma contribuição maior que κ_{\parallel} para o transporte das partículas solares no meio interplanetário. Ter um coeficiente de difusão perpendicular mais elevado significa viajar mais facilmente de uma linha de campo para a outra. A forte dependência existente entre o coeficiente de difusão perpendicular ao campo magnético κ_{\perp} e a velocidade v , fornece indícios que para eventos solares em que as partículas possuam velocidades elevadas, o valor de κ_{\perp} pode ser maior que o previsto na literatura, pois partículas de maior energia são menos ligadas as linhas de campo que as partículas de baixa energia.

Um outro fator amplamente negligenciado pela literatura, que pode contribuir para a detecção do filamento ocorrido em Novembro de 2014, é o efeito drift. A componente da equação de transporte referente ao efeito do drift é importante por desempenhar um papel no transporte dos raios cósmicos galáticos através da heliosfera e são um componente padrão nos modelos de propagação de raios cósmicos. No entanto, o efeito do drift também costuma ser negligenciado na maioria dos atuais esforços em modelar as SEPs. Porém, o efeito dos drifts podem ser importantes para entendermos a propagação das partículas solares ao longo do IMF. É sabido [50] que para partículas com rigidez acima de 0.3 GV, os efeitos do drift são maiores que a velocidade do vento solar durante grande parte da heliosfera.

Utilizando simulações computacionais de SEP em órbitas de propagação completas, através da espiral de Parker formada pelo IMF, Dalla (2013) [61]; [62], consegue mostrar que o drift é significativo em todo o campo magnético devido ao gradiente de curvatura na espiral de Parker. Prótons com 100 MeV possuem um deslocamento de ~ 1

UA, durante um tempo de simulação de 4 dias. Porém, íons pesados experimentam drifts maiores que prótons de mesma velocidade pois dependem da relação $m_0\gamma/q$. Em especial, para íons de ferro $^{56}\text{Fe}^{+15}$, que são ejetados a uma taxa de 100 MeV/nucleon o deslocamento médio é de ~ 3 UA para o tempo simulado de 4 dias. Os estudos de Dalla também revelam que há forte dependência dos drifts com a latitude heliográfica, o que pode ajudar a explicar também as observações de Ulysses para SEPs de altas heliolatitudes [63].

Acreditamos que para uma descrição mais realista dos eventos solares, tanto o transporte de partículas por difusão, quanto por drift não podem ser ignorados. Porém, para este evento em particular, entendemos que devido ao intervalo de tempo entre a erupção solar (e a CME associada ao evento) e a detecção da SEP ser de ~ 10.5 horas, o mecanismo de difusão transversal possui uma contribuição maior na propagação das partículas solares detectadas a partir do filamento que explodiu em 1 de Novembro de 2014.

6 Dependência com o plano da eclíptica

Os mecanismos de transporte que foram apresentados no capítulo anterior descrevem como a propagação de partículas solares podem ocorrer transversalmente ao IMF. Porém, como explicar que outros eventos ocorridos em condições similares não produzam partículas detectadas nas proximidades da Terra? Com o intuito de melhor entender as condições que propiciam a propagação transversal das partículas solares, neste capítulo iremos correlacionar os dados dos catálogos de CME com os dados de SEPs e de GLEs. Deste estudo concluímos que a condição necessária para que as partículas atinjam a terra é a existência de ondas de choque no plano da eclíptica.

6.1 Estatística dos eventos solares transientes

Os mecanismos que auxiliam nosso entendimento sobre transporte transversal de partículas solares, discutidos no capítulo anterior, podem possuir um exito significativo quando utilizados de forma conjunta para explicar a detecção do evento Hyder flare C2.7, ocorrido em 1 de Novembro de 2014. No entanto, temos que vários eventos similares analisados, basicamente nas mesmas condições do que o evento em 1 Novembro, não produziram SEP, um exemplo é o evento ocorrido em 28 de Abril de 2015, outro Hyder flare (ver Fig. 6.1) que foi observado pelo Observatório Solar Heliográfico (SOHO - Solar and Heliospheric Observatory) [64] ocorrido também na parte oriental do Sol. Porém o evento de Abril de 2015 não acelerou partículas solares em direção à Terra. Acreditamos, portanto, que outros parâmetros sejam necessários para ajudar a explicar em que circunstâncias a propagação transversal das partículas solares pode ocorrer.

Para o estudo dos mecanismos que regem a propagação das partículas solares através do meio interplanetário, correlacionamos dados do catálogo de SEPs disponibilizado pelo NOAA (NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION) [65] (dados disponíveis a partir de 1976) com os dados do catálogo de GLEs (Ground Level Enhancement) registradas pelo monitor de nêutrons localizado em OULU [66] (dados disponíveis a partir de 1966), na Finlândia ($65^{\circ}0'44''N$, $25^{\circ}28'5''E$), conforme indica o painel superior da Fig. 6.2. Com base nesta correlação, observamos que as SEPs responsáveis por produzirem GLEs registradas em OULU, tiveram origem em sua grande maioria na parte ocidental do Sol, o que revela uma forte dependência com heliolongitudes positivas (Oeste solar).

A forte dependência com o setor Oeste do disco solar é ocasionada devido à possibilidade de conexão magnética direta existente entre os eventos ocorridos na porção

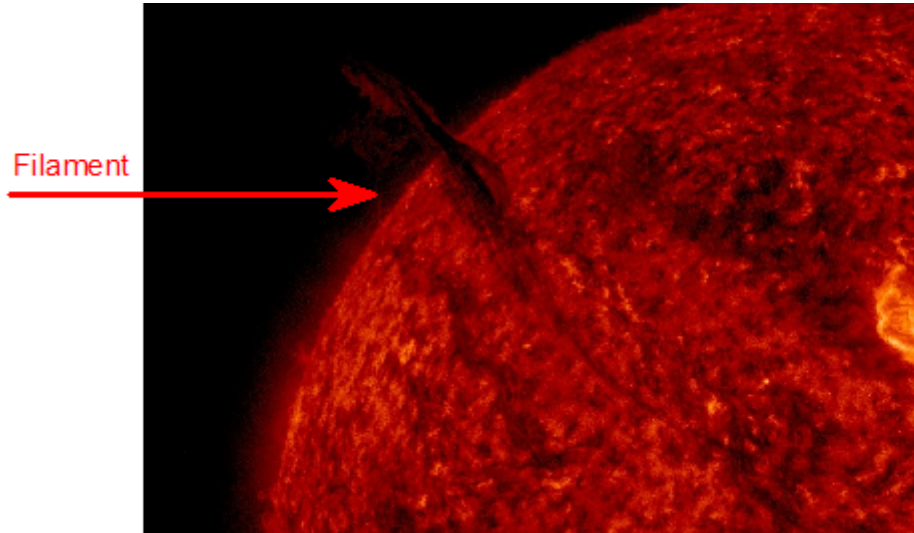


Figura 6.1: Imagem do SDO-AIA, mostrando o Hyder flare ocorrido em 28 Abril de 2015. A seta indica o filamento associado à explosão solar, provocando a ejeção de uma CME na parte Nordeste do Sol.

ocidental do Sol e o planeta Terra, o que permite que um fluxo de partículas solares possa ser guiado através do campo magnético até as proximidades de nosso planeta. No entanto, apesar de estar situado na porção oriental, a SEP originada à partir do filamento ocorrido em Novembro de 2014 foi capaz de produzir uma variação de $\sim 3.5\%$ no telescópio Tupi Vertical e de $\sim 4.0\%$ no Tupi Leste. Porém, vários eventos similares, tais como o Hyder flare ocorrido em 28 de Abril de 2015, não produziram nenhum registro de SEP direcionada à Terra.

Para observarmos a diferença entre os eventos ocorridos em 1 de Novembro de 2014 e 28 de Abril de 2015, em relação as demais GLEs registradas pelo monitor de nêutrons em OULU, correlacionamos também os dados do monitor de nêutrons localizado em OULU com registros de CMEs a partir do catálogo CACTus [67], [68], [69] (dados disponíveis à partir de 1997). O catálogo CACTus é produzido de forma automática através de imagens do equipamento LASCO-c2, da espaçonave SOHO. O resultado desta correlação pode ser observado no painel inferior da Fig. 6.2. Os dados da correlação CACTus-OULU indicam que as CMEs cujas ondas de choques aceleraram partículas com energias relativísticas (\sim GeV), posteriormente atingindo a Terra e produzindo GLEs em OULU, possuíam uma grande abertura angular e uma alta velocidade das ondas de choques com valores acima de 1000 km/s.

No entanto, apesar de ambos os eventos analisados possuírem uma velocidade média das ondas de choque de suas respectivas CMEs inferiores a 1000 km/s, o pico da velocidade das ondas de choque dos eventos analisados são extremamente altas, com valores de 1838 km/s para o evento de Novembro de 2014 e de 1953 km/s para o evento de Abril de 2015. O que indica que mesmo os eventos estando localizados na parte oriental do disco solar (ver painel inferior da Fig. 6.2), devido à alta velocidade de frentes de

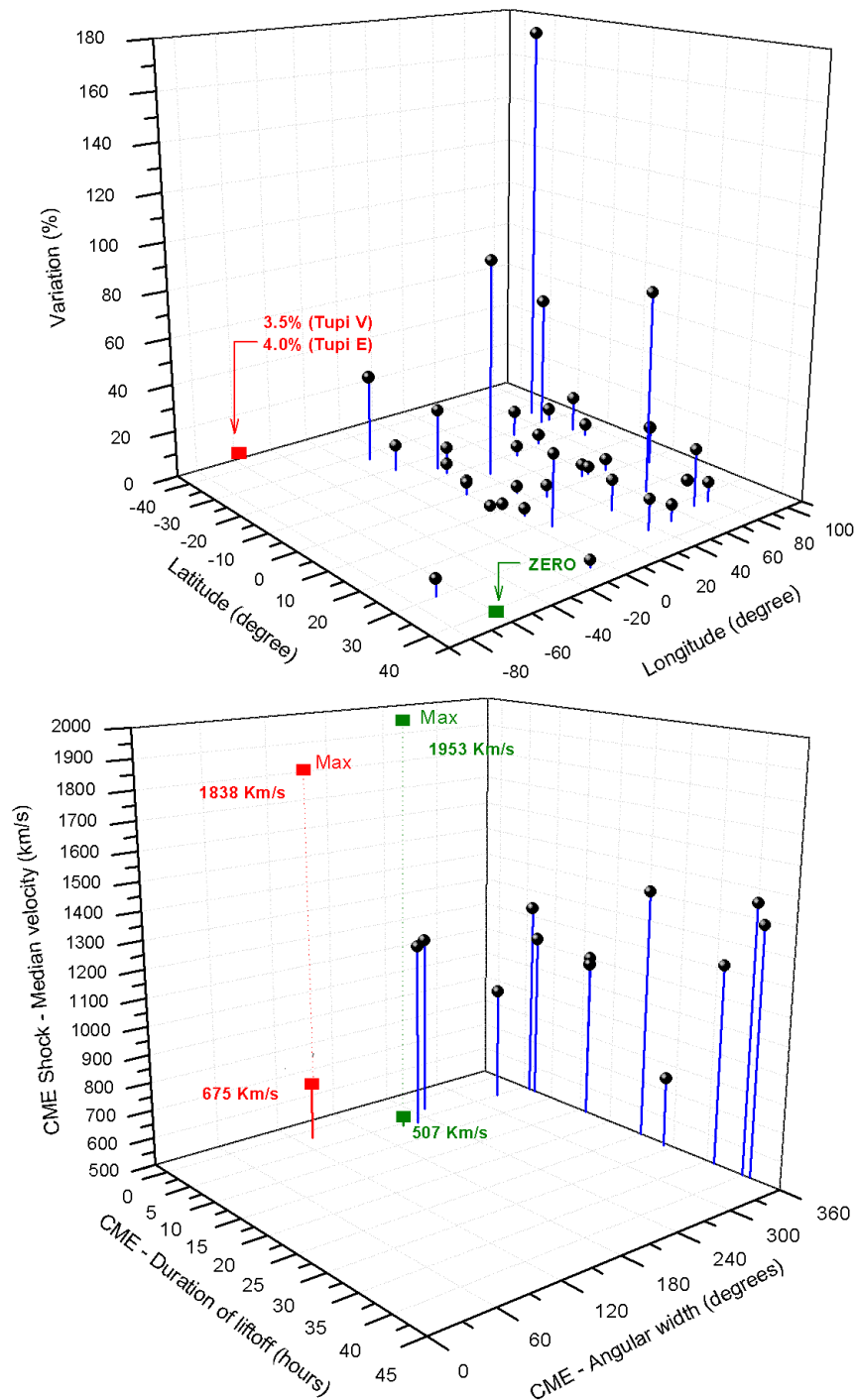


Figura 6.2: Painel superior: Correlação entre as coordenadas heliográficas da origem das SEP [65], em relação a variação (%) das GLEs observadas em OULU [66]. Incluindo (para comparação) o sinal do Hyder flare de 1 Novembro de 2014 observado no Tupi 3.5% (Vertical) e 4.0% (Leste). Painel inferior: Correlação da distribuição de velocidade das ondas de choque das CMEs [67] (km/s) em relação ao tempo de duração e à abertura angular. Em ambos os painéis, para comparação, foram incluídos os eventos: de Novembro de 2014 (representado em vermelho) e de Abril de 2015 (em verde). A velocidade média do evento de Novembro de 2014 é de 675 km/s com máxima de 1838 km/s. O evento de Abril de 2015 possui velocidade média de 507 km/s e máxima de 1953 km/s.

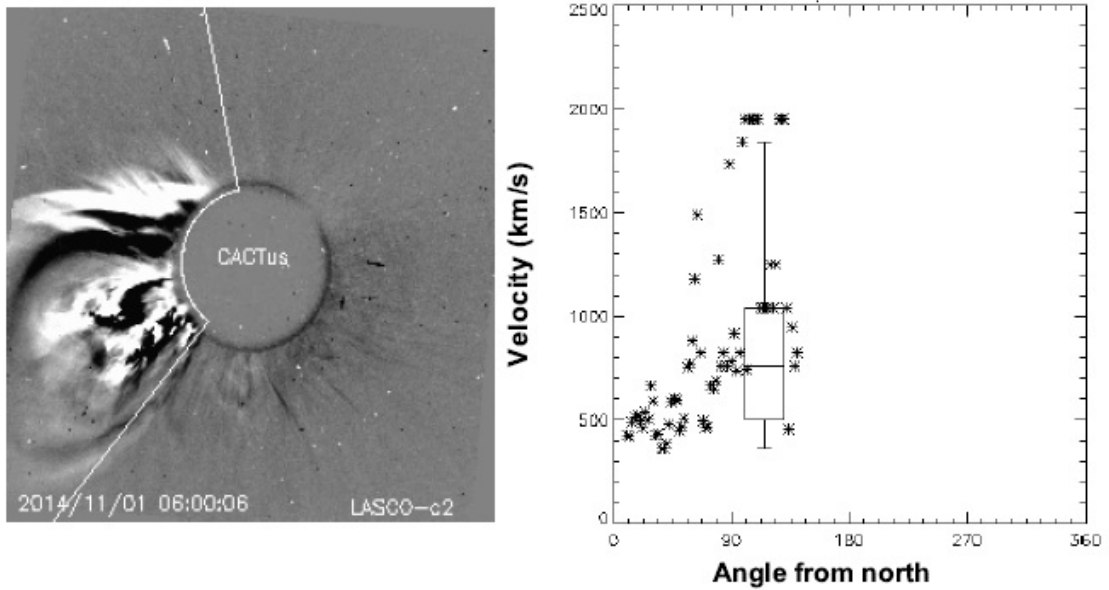


Figura 6.3: Painel esquerdo: Imagem registrada pela espaçonave SOHO, através do instrumento LASCO-c2, da CME 0001 [70], em 1 de Novembro de 2014, em 06:00:06 UT. A abertura angular da CME foi de $\sim 130^\circ$, com uma duração de ~ 3 horas. Painel direito: A distribuição de velocidade dos choques da CME associada ao evento de 1 de Novembro de 2014, como uma união do ângulo diretor, contabilizado no sentido anti-horário a partir do Norte (dado em graus)

choque de suas CMEs, ambos os eventos poderiam acelerar partículas solares com alta velocidade, o que favoreceria a propagação transversal através do IMF pelos mecanismos já citados no capítulo anterior até a detecção em solo. Entretanto quando analisamos de forma mais cuidadosa a CME 0001 [70], relacionada ao evento de 1 Novembro de 2014, e a CME 0120 [71], relacionada ao evento 28 de Abril de 2015, verificamos que há uma diferença na distribuição de velocidade das ondas de choque das CMEs com relação a parte angular.

A CME 0001, de 1 de Novembro de 2014, possui uma abertura angular de $\sim 130^\circ$ e suas componentes de alta velocidade de onda de choque ocorrem a $\sim 90^\circ$ (contabilizados no sentido anti-horário a partir do Norte), fazendo com que as componentes de alta velocidade das ondas de choque da CME ocorram próximas ao plano da eclíptica. No entanto, a CME 0120, de 28 de Abril de 2015, apesar de possuir uma abertura angular maior, $\sim 200^\circ$, possui suas componentes de alta velocidade de onda de choque ocorrendo numa faixa entre $\sim 120^\circ$ e $\sim 230^\circ$, para o Sul, fora do plano da eclíptica. As Figs. 6.3, 6.4 mostram a abertura angular e distribuição da velocidade das ondas de choque das CMEs para ambos os eventos. A Fig. 6.5 ilustra o comparativo entre a diferença das distribuições de velocidade para os eventos de Novembro de 2014 e Abril de 2015.

Portanto, acreditamos que para que para a propagação das SEPs ocorra transversalmente ao IMF é necessário que haja ondas de choque das CMEs à altas velocidades próximas ao plano da eclíptica. Os ângulos de 90° e 270° contabilizados a partir do

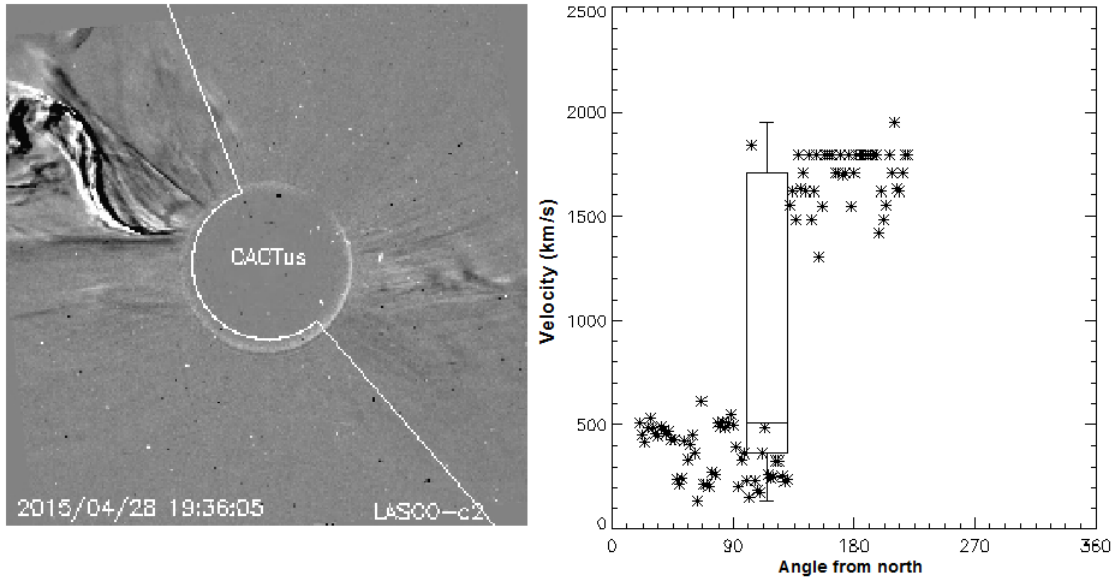


Figura 6.4: Painel esquerdo: Imagem registrada pela espaçonave SOHO, através do instrumento LASCO-C2, da CME 0120 [71], em 28 de Abril de 2015, em 19:36:05 UT. A abertura angular da CME foi de $\sim 200^\circ$, com uma duração de ~ 6 horas. Painel direito: A distribuição de velocidade dos choques da CME associada ao evento de 28 de Abril de 2015, como uma função do ângulo diretor, contabilizado no sentido anti-horário a partir do Norte (dado em graus).

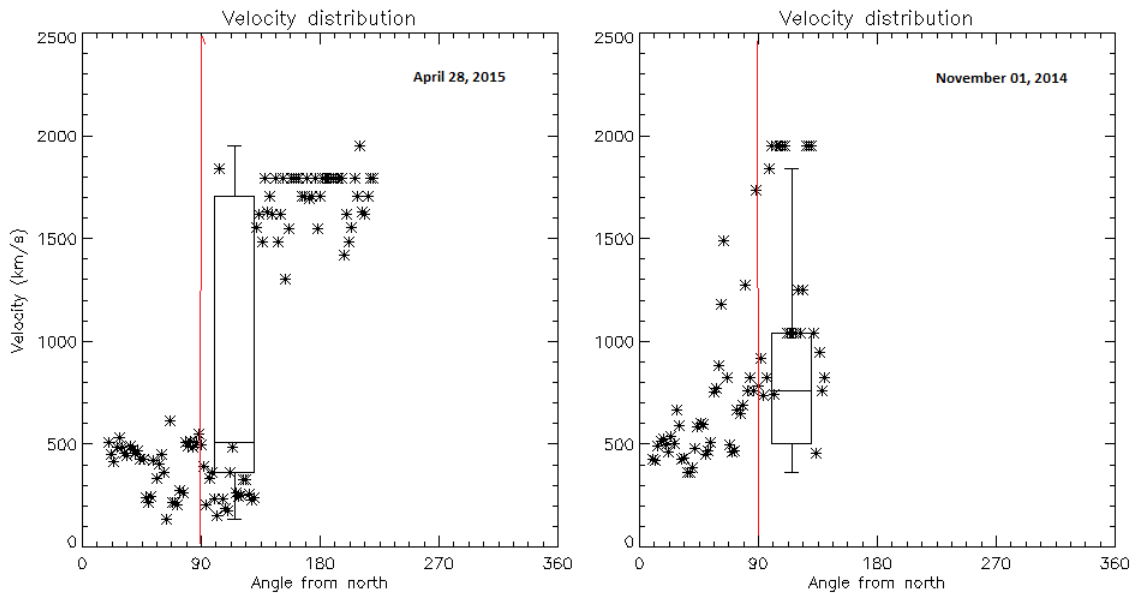


Figura 6.5: Distribuição de velocidade dos choques da CME como uma função do ângulo principal registrada pela espaçonave SOHO, através do instrumento LASCO-C2. Painel esquerdo: evento em 28 de Abril de 2015 que origina a CME 0120 [71]. Painel direito: evento em 1 de Novembro de 2014 que origina a CME 0001 [70]. Para o evento de Novembro de 2014, é possível notar que o número de ondas de choque da CME no plano da eclíptica (90° , indicado pela linha vertical vermelha) é muito maior.

Norte na distribuição de velocidade dos choques da CME obtidas pelo Cactus, no sentido anti-horário, são os ângulos em que as componentes das ondas de choques das CMEs contemplam o plano da eclíptica. Acreditamos que essa seja uma condição necessária para que juntamente com os mecanismos de propagação transversal estudados no capítulo 4, as frentes de choque das CMEs emitidas na parte oriental do disco solar acelerem partículas que possam ser detectadas na Terra, sem que haja uma conexão magnética direta entre o local onde ocorreu a explosão solar e nosso planeta.

7 Análise espectral

Neste capítulo é realizada a reconstrução do espectro de energia dos íons (prótons) primários no topo da atmosfera que deram origem ao excesso de múons no pico do telescópio Tupi Vertical. Esses prótons foram originados pelo filamento solar que explodiu em 1 de Novembro de 2014. Para isso utilizaremos um método híbrido, com base em simulações de Monte Carlo e cálculos analíticos.

7.1 Análise espectral - Resultados

Para realizarmos a análise espectral do fluxo de partículas primárias (prótons emitidos por eventos solares transientes), que possuem energia na faixa de GeV, estando localizados, portanto, na cauda do espectro de altas energias, iremos assumir que esse espectro pode ser descrito através de uma função do tipo lei de potência, de maneira que podemos escrever:

$$N_P(E_P) = A_P E_P^\beta. \quad (7.1)$$

Como podemos observar, há duas quantidades desconhecidas nos parâmetros da função de lei de potência descrita acima: o coeficiente A_P e o índice espectral β .

Realizando uma convolução entre a função de rendimento $S(E)$ (que corresponde ao número de múons por prótons que é mostrado na Fig. 7.1) [72] e o espectro das partículas $N_P(E_P)$, obtemos como resposta o número do excesso de múons gerado à partir do sinal da SEP durante o período de tempo t , o que é detectado por um telescópio de partículas.

Assim, o fluxo do excesso de múons observado, acima do (fluxo de múons) padrão, pode ser obtido da convolução entre $S(E)$ e $N_P(E_P)$, da seguinte forma:

$$I_\mu(> E_\mu) = \int_{E_{min}}^{\infty} S(E_P) A_P E_P^\beta dE_P. \quad (7.2)$$

A função de rendimento é uma função da energia dos prótons, sendo determinada de acordo com o FLUKA, que é uma ferramenta de propósito geral com a intenção de calcular o de transporte de partículas e as interações com a matéria. As simulações obtidas pelo FLUKA podem ser ajustadas através da seguinte função:

$$S(E_P > 10 \text{ GeV}) = A_\mu E_P^\nu \exp(-(E_0/E_P)^\lambda), \quad (7.3)$$

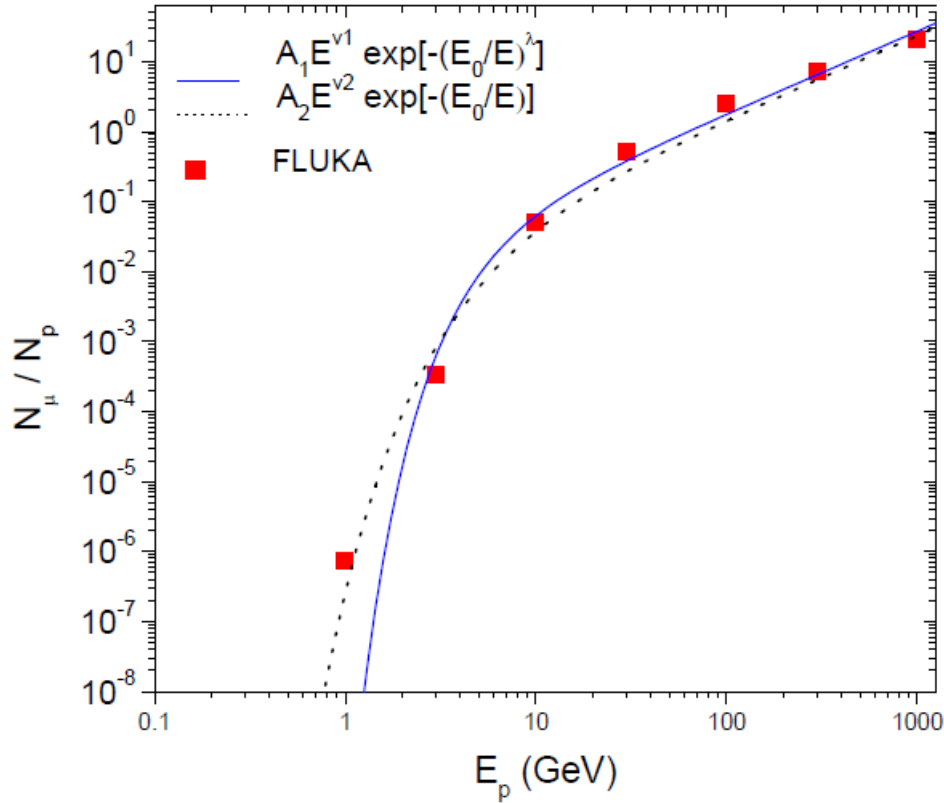


Figura 7.1: Função de rendimento correspondente à estimativa do número de múons ao nível do mar por prótons (incidindo verticalmente na atmosfera da Terra), como uma função da energia dos prótons incidentes. Os valores foram obtidos fazendo uso da ferramenta FLUKA (quadrados vermelhos) [72]. As linhas mostram duas funções de ajuste.

onde temos que: $A_\mu = (7.8 \pm 1.6) \times 10^{-3}$, $\nu = 1.18 \pm 0.24$, $E_0 = 10.2 \pm 2.1 \text{ GeV}$, $\lambda = 1.48 \pm 0.30$.

Uma função semelhante pode ser obtida para $E_P < 10 \text{ GeV}$; neste caso, os parâmetros são os seguintes: $A_\mu = (6.8 \pm 1.4) \times 10^{-3}$, $\nu = 1.18 \pm 0.24$, $E_0 = 10.2 \pm 2.05 \text{ GeV}$, $\lambda = 1.00 \pm 0.20$. Além disso, a fluência integrada no tempo pode ser obtido da seguinte maneira:

$$F = T \left[\int_{E_{min}}^{\infty} A_P E_P E_P^\beta dE_P \right]. \quad (7.4)$$

Os termos do lado esquerdo das equações 7.2 e 7.4 são conhecidos. Assim, podemos considerar todos os possíveis valores de A_P e β que sejam compatíveis com o fluxo do excesso de múons observado no instante do pico no telescópio Tupi Vertical, de valor $I_\mu = (1.25 \pm 0.25) \times 10^{-2} (\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s})^{-1}$ durante um intervalo temporal $T = 1404 \text{ s}$, assim como indica a Fig. 7.2. Considerando que o limiar de energia dos múons é de 0.1 GeV , é possível estimar que a fluência de múons integrada no tempo, possui o valor de, pelo menos, $F = (0.14 \pm 0.03) \text{ GeV/cm}^2$. Este valor constitui o limite inferior da fluência de prótons na parte superior da atmosfera.

Todos os valores possíveis de A_P e β compatíveis com a fluência observada no tempo observada dos múons são representados pela linha vermelha na Fig. 7.3. Assim,

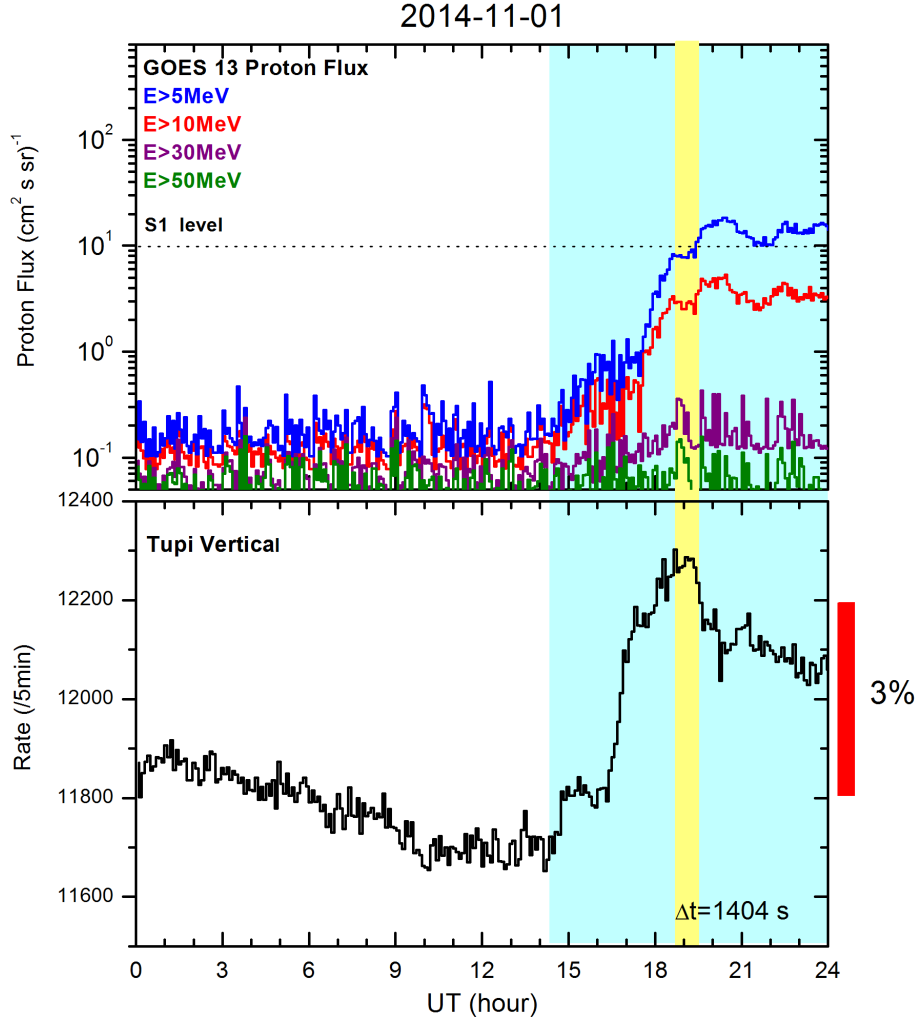


Figura 7.2: Perfil temporal do evento de 1 de Novembro de 2014, em dois detectores diferentes. Painel superior: o fluxo de partículas em quatro faixas de energia registrado pelo satélite GOES 13. Painel inferior: a taxa de contagem no telescópio Tupi Vertical. O sombreado em azul claro registra a extensão temporal do evento. O sombreado em amarelo registra a extensão temporal do evento para o pico do telescópio Tupi Vertical.

podemos obter a melhor estimativa para o índice espectral de A_P , usando a interseção das duas curvas definidas através das equações 7.2 e 7.4, na Fig. 7.3. A partir desta análise, podemos descobrir que a melhor estimativa para o índice espectral é compatível com $\beta = -1.67 \pm 0.31$, $A_P = (2.21 \pm 0.44) \times 10^{-4} (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1}$ com um nível de significância de 68%. A fim de fazer uma comparação com os dados do satélite GOES 13, o fluxo integral dos prótons foi obtido como:

$$I_P(> E_P) = \int_{E_P}^{\infty} A_P E_P^{\beta} dE_P. \quad (7.5)$$

Os resultados do fluxo integral de prótons obtidos a partir do excesso de múons observados pelo telescópio Tupi e utilizando o método híbrido, descrito acima, é mostrado por quadrados pretos na Fig. 7.4, no instante em que a contagem de múons no Tupi atinge o valor máximo. Os triângulos azuis representam o “background” do fluxo

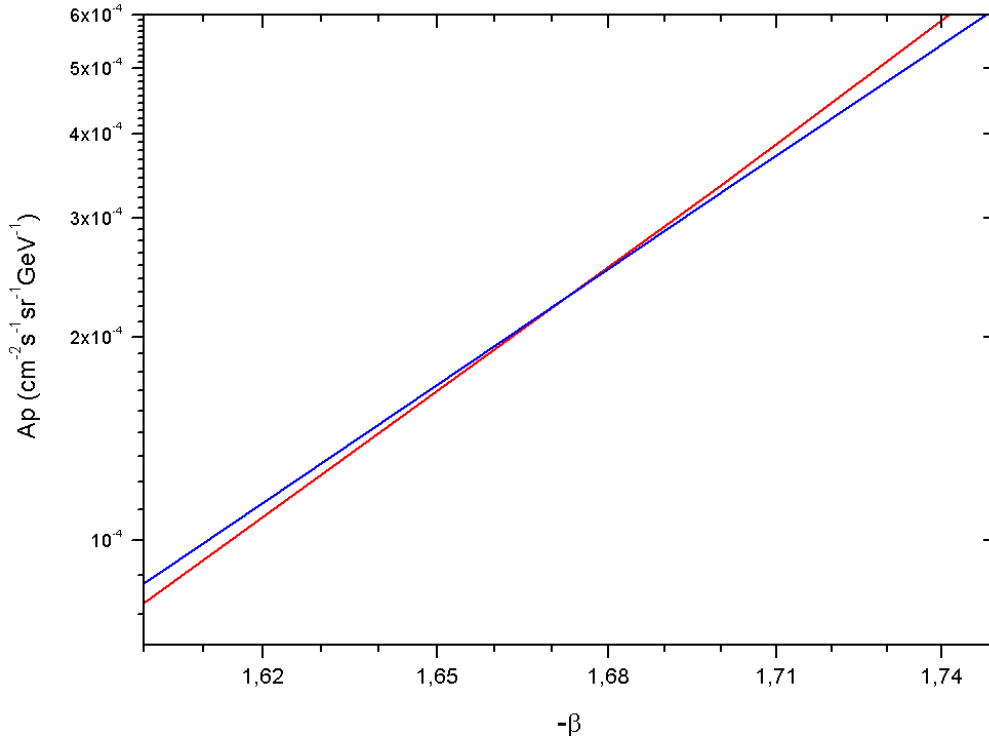


Figura 7.3: A correlação entre o A_p e o índice de coeficiente espectral β . Todos os valores possíveis de A_p e β prováveis com o fluxo de múons observado (em azul) e a fluência integrada no tempo (em vermelho). Estas quantidades são definidos pelas equações 7.2 e 7.4

integral de prótons observado pelo GOES 13 e os círculos vermelhos representam os valores do fluxo integral de prótons no instante em que a contagem de múons do telescópio Tupi Vertical atinge o valor máximo, no dia 1 de Novembro de 2014. A origem deste evento solar transiente foi um Hyder flare de classe C2.7, evento que possui uma ejeção de massa coronal associada, capaz de acelerar prótons (íons) até energias relativísticas, na faixa de GeV, ejetados no plano da eclíptica, propagando-se transversalmente ao campo magnético interplanetário até atingir a Terra.

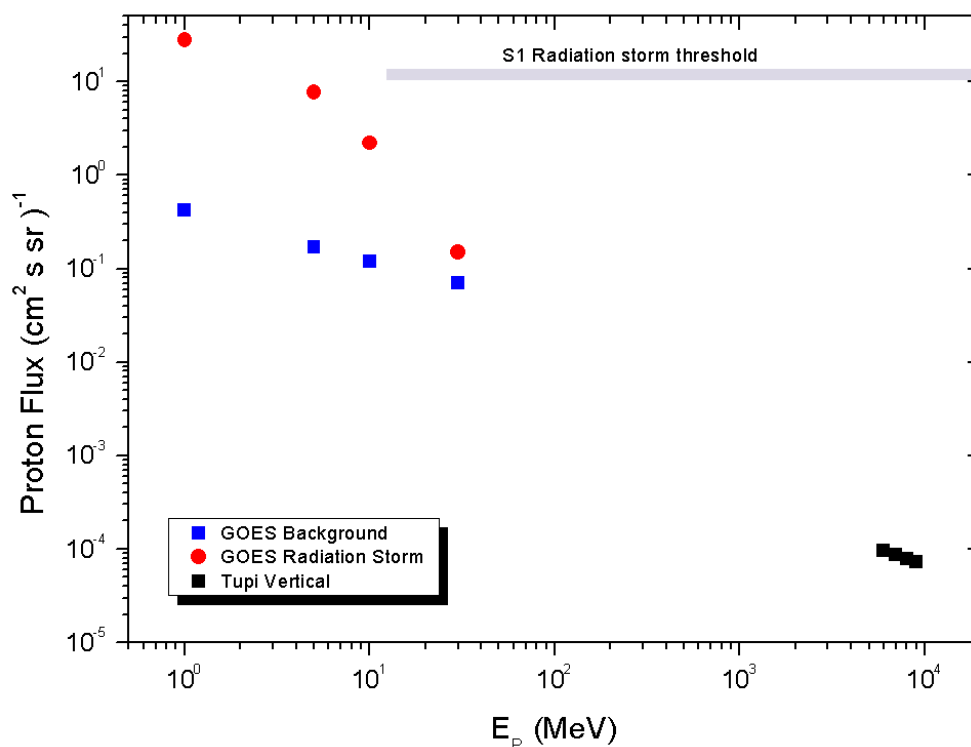


Figura 7.4: Fluxo integral de prótons: os triângulos azuis e os círculos vermelhos representam os valores do padrão fluxo integral de prótons e os valores do fluxo integral de prótons no instante em que a contagem de múons no telescópio Tupi Vertical atinge o valor máximo, no dia 1 de Novembro de 2014, respectivamente. Os quadrados pretos representam o fluxo de prótons obtidos a partir do excesso de múons observados pelo telescópio Tupi Vertical.

8 Conclusões

A região compreendida pela SAA possui um efeito de blindagem menor da magnetosfera, o que favorece a observação de eventos solares transientes ao nível do solo pelo telescópio de múons Tupi, localizado em Niterói-RJ. A anomalia faz com que a rigidez de corte local seja menor do que o previsto pela teoria do modelo de dipolo. Em nossas análises ainda preliminares, utilizando o FLUKA-CORSIKA, estimamos que a rigidez de corte no sítio Tupi seja de apenas 1.6 GV, enquanto o valor estimado pelo modelo de Stormer é de cerca de 9.2 GV. Neste trabalho, apresentamos observações terrestres do excesso de partículas ligados a erupção de um filamento, um Hyder flare de classe C2.7, em 1 de Novembro de 2014, próximo ao limbo Leste do disco solar, sem conexão magnética direta com a Terra.

A explosão do filamento acelerou prótons (íons) que foram detectados nas proximidades da Terra pelo satélite GOES 13 aproximadamente 10.5 horas depois do início da explosão às 04:40 UT. Porém o fluxo de partículas solares registrado pelo GOES 13 alcançou o valor necessário para ser considerada uma tempestade de radiação S1, de acordo com a escala de tempestade NOAA, nas últimas horas do dia 2 de Novembro de 2014.

Mostramos evidências experimentais de que a tempestade de radiação provocada pela explosão do filamento solar possui uma componente energética na faixa de GeV e que provocou um excesso de partículas que pôde ser observado em solo, pelos telescópios Tupi. O sinal em nossos telescópios de múons possuem um valor de $\sim 3.5\%$ para o Tupi Vertical e $\sim 4\%$ para o Tupi Leste. Além dos telescópios de múons Tupi o monitor de nêutrons localizado no Polo Sul observou um aumento de $\sim 3\%$. Ambos os registros estão coincidentes com o início da SEP registrado pelo satélite GOES 13. Os diferentes comportamentos observados entre o detector múon e os monitores de nêutrons, pode estar relacionada com as diferentes espécies de partículas observadas pelos detectores de cada experimento, como também, suas respectivas localidades.

Ressaltamos que existem outros telescópios de múons dentro da SAA, tais como o de São Martinho-RS [73] ($29^{\circ}32'5''S$, $53^{\circ}51'42''W$), no entanto o limiar de detecção em Santa Maria é superior ao do Tupi, já que eles utilizam 5 cm de Pb entre os detectores dos telescópios. O objetivo do experimento de São Martinho é o estudo da modulação solar da radiação cósmica galáctica.

A detecção deste evento é uma evidencia de que houve propagação transversal das partículas solares através do campo magnético interplanetário. Essa propagação ocorreu devido a uma combinação de mecanismos de transporte que atualmente são negli-

genciados nas tentativas de modular as SEPs, são eles: o transporte por difusão e devido ao efeito de drift. No entanto, o intervalo de tempo entre a erupção do filamento solar e sua detecção na Terra, sugere que o mecanismo de transporte por difusão transversal possua uma contribuição maior na propagação da SEP. Contudo, entendemos que sozinhos esses mecanismos não são capazes de explicar a detecção do evento ocorrido na porção oriental do Sol. Neste trabalho sugerimos, com base em evidências observacionais, que para que as partículas solares energéticas (SEPs) possam atingir a Terra, é necessário que as partículas solares sejam aceleradas no plano da eclíptica.

Utilizando o catálogo CACTus, que reúne dados de CMEs ocorridas a partir de 1997, o resultado mencionado acima foi obtido com os dados do catálogo de SEPs disponibilizados pelo NOAA, e de registros de GLEs detectadas pelo monitor de nêutrons em OULU (Finlândia), concluímos que a detecção do Hyder flare de 1 de Novembro de 2014 só foi possível pelo fato da CME associada ao evento ter produzido ondas de choques no plano da eclíptica acelerando partículas. Os ângulos de 90° e 270° contabilizados a partir do Norte na distribuição de velocidade dos choques da CME obtidas pelo Cactus, no sentido anti-horário, são os ângulos em que as componentes das ondas de choques das CMEs contemplam o plano da eclíptica. Constatamos que o ângulo de ejeção das ondas de choques da CME associada ao evento é um fator fundamental e que em conjunto com os mecanismos de difusão perpendicular e drift, proporcionou a detecção das SEPs mesmo sem uma conexão magnética direta, no plano da eclíptica, entre a Terra e a heliolongitude onde o evento se originou.

Para este evento, a análise espectral tem mostrado que o espectro de energia, do tipo lei de potencia, da SEP (na faixa de GeV) no momento em que o excesso de múons associados ao evento apresentam um máximo é suave, isto é, o índice do espectro é pequeno ($\beta = -1.67$) e que favorece a detecção. Em geral, o índice aumenta paulatinamente com o tempo, o que faz um espectro muito “ingrime”, isto significa uma queda brusca do fluxo de SEP com o aumento de energia e seu fluxo de múons associado caía a patamares abaixo do “background”. No caso do Hyder flare de 1 Novembro de 2014, o excesso de múons após o máximo teve uma duração de 9 horas. Isto contrasta com a duração da SEP (na faixa de MeV) com uma duração de aproximadamente 49.2 horas. Esta observação reforça a tese de que as partículas de maior energia são emitidas durante a fase impulsiva do flare. Isto é, no início da explosão.

Referências Bibliográficas

- [1] V. F. Hess, “Über die Absorption des γ -Strahlen in der Atmosphäre”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. 12, pp. 998-1001, 1911.
- [2] V. F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. 13, p. 1084, 1912.
- [3] M. Duldig, “Cosmic Rays Track the Rotation of the Milky Way”, *Science Magazine*, vol. 314 no. 5798, pp. 429-430, 2006.
- [4] K. Greisen, “End to the Cosmic-Ray Spectrum?”, *Physical Review Letters*, vol. 16, no. 17, pp. 748-750, 1966.
- [5] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays”, *JETP Letters*, vol. 4, pp. 78-80, 1966.
- [6] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, “Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions”, *Nature*, vol. 160, pp. 453-456, 1947.
- [7] P. Mészáros, S. Razzaque, X. Wang, “Cosmic Ray Physics”, <http://www2.astro.psu.edu/users/nnp/cr.html>
- [8] P. Auger, R. Maze, P. Ehrenfest and A. Freon “Les Grandes Gerbes de Rayons Cosmiques”, *Journal de Physique et le Radium*, vol. 10, no. 1, pp. 39-48, 1939.
- [9] C. D. Anderson, “Early Work on the Positron and Muon”, *American Journal of Physics*, vol. 29, no. 12, pp. 825-830, 1961.
- [10] P. A. M. Dirac, “The quantum theory of the electron”, The Royal Society Publishing, vol. 117, no. 778, pp. 610-624, 1928.
- [11] P. A. M. Dirac, “A Theory of Electrons and Protons”, The Royal Society Publishing, vol. 126, no. 801, pp. 360-365, 1930.
- [12] H. Yukawa, “On the Interaction of Elementary Particles I”, *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, vol. 17, pp. 48-57, 1935.
- [13] R. Bellotti et al., “Measurement of the negative muon spectrum between 0.3 and 40 GeV/c in the atmosphere”, *Physical Review D*, vol. 53, no. 1, pp. 35-43, 1996.
- [14] R. Bellotti et al., “Balloon measurements of cosmic ray muon spectra in the atmosphere along with those of primary protons and helium nuclei over mid latitude”, *Physical Review D*, vol. 60, no. 1, p. 052002-1, 1999.

- [15] M. Boezio et al., "Measurement of the flux of atmospheric muons with the CAPRICE94 apparatus", *Physical Review D*, vol. 62, no. 1, p. 032007-1, 2000.
- [16] M. Boezio et al., "Energy spectra of atmospheric muons measured with the CAPRICE98 balloon experiment", *Physical Review D*, vol. 67, no. 1, p. 072003-1, 2003.
- [17] S. Coutu et al., "Energy spectra, altitude profiles and charge ratios of atmospheric muons", *Physical Review D*, vol. 62, no. 1, p. 032001-1, 2000.
- [18] S. Haino et al., "Measurements of primary and atmospheric cosmic - ray spectra with the BESS-TeV spectrometer", *Physics Letters B*, vol. 594, no. 1-2, pp. 35-46, 2004.
- [19] C. R. A. Augusto, V. Kopenkin, C. E. Navia, M. de Oliveira, K. H. Tsui, A. C. Fauth, and T. Sinzi, "Observation of a muon excess following a gamma-ray burst event detected at the International Space Station", *Physical Review D*, vol. 87, no. 10, p.103003-1, 2013.
- [20] C. R. A. Augusto, C. E. Navia, M. N. de Oliveira, K. H. Tsui, A. A. Nepomuceno, V. Kopenkin, T. Sinzi, and D. Atri, "Observation of Muon Excess at Ground Level in Relation to Gamma-ray Bursts Detected From Space", *The Astrophysical Journal*, vol. 805, no. 1, pp. 69-83, 2015.
- [21] G. G. Eichholtz and J.W. Poston, "Principles of Nuclear Radiation Detection", ed. Ann Arbor Science, 1979.
- [22] Photomultiplier Tubes - Basics and Applications. 3a. Hamamatsu Photonics, 2007.
- [23] C. R. A. Augusto, "Observação do excesso e déficit de múons no nível do mar em associação com eventos solares transientes", Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física, Tese de doutorado, 2006.
- [24] J. D. Sullivan, "Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes", *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 95, pp. 5-11, 1971.
- [25] A. Duperier, "A New Cosmic-Ray Recorder and the Air Absorption and Decay of Particles", *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, no. 49, pp. 1-7, 1944.
- [26] A. Duperier, "The Meson Intensity at the Surface of the Earth and the Temperature at the Production Level", *Proceedings of the Physical Society Section A*, vol. 62, p. 684, 1949.
- [27] Dorman L.I. and E.L. Feinberg, "On the nature of cosmic ray variations", *Proc. 4th Intern.Cosmic Ray Conf*, Guanajhato, Mexico, 395-432, 1955.
- [28] L. I. Dorman, I. V. Dorman, "Cosmic-ray atmospheric electric field effects", *Canadian Journal of Physics*, vol. 73, no. 7-8, pp. 440-443, 1995.

- [29] E. A. Kovylyaeva, S. S. Khokhlov, V. A. Khomyakov, R. P. Kokoulin, A. A. Petrukhin, V. V. Shutenko, I. I. Yashin, “Reconstruction of single muon tracks in Cherenkov water detector NEVOD”, *Journal of Physics: Conference Series* 409, 012132, 2013.
- [30] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN:0-387-17386-2, p. 287, 1987.
- [31] J. Prekeges, “Nuclear Medicine Instrumentation”, ed. Jones Bartlett Publishers, ISBN-13: 978-1449645373, p. 217, 2012.
- [32] A. Bachri, P.C. Grant, and A. Goldschmidt, “Analysis of Gamma Rays and Cosmic Muons with a Single Detector”, *Journal of the Arkansas Academy of Science*, Vol. 64, pp. 27-32, 2010.
- [33] L. I. Dorman and E. L. Feinberg, “On the Nature of the Cosmic Ray Variations”, *Proc. 4th International Cosmic Ray Conference*, vol 4, pp. 393-432, 1958.
- [34] O.R. Grigoryan, A.N. Petrov, V.V. Romashova and V.V. Bengin, “On the Drift of the South Atlantic Anomaly”, *WDS’05 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, pp 251–256, ISBN 80-86732-59-2 © MATFYZPRESS, 2005.
- [35] C. E. Barton, “International Geomagnetic Reference Field: the seventh generation”, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, vol. 49, pp. 123-148, 1997.
- [36] E. L. M. Cruz, “Contribuição ao estudo de distúrbios ionosféricos utilizando técnica VLF”, *Universidade Presbiteriana Mackenzie, Dissertação de Mestrado*, 2015.
- [37] <http://www2.inpe.br/climaespacial/portal/nanosatc-br1-brazilian-cubesat-project-1/>
- [38] <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/n/nanosatc-br1foot7%29>
- [39] J. R. Heirtzler, “The Future of the South Atlantic Anomaly and implications for radiation damage in space”, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol. 64, no. 16, pp.1701-1708, 2002.
- [40] C. Boatella, G. Hubert, R. Ecoffet, S. Duzellier, “ICARE On-Board SAC-C: More Than 8 Years of SEU and MCU, Analysis and Prediction”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, no. 4, pp. 2000-2009, 2010.
- [41] M. I. Panasyuk, “Effects of Space Weather on Tecnology Infrastructure”, *II. Mathematics, physics and chemistry*, vol. 176, ISBN: 1-4020-2748-6, cap. 4, pp. 65-90, 2004.

- [42] J.-M. Lemoine, H. Capdeville, “A corrective model for Jason-1 DORIS Doppler data in relation to the South Atlantic Anomaly”, *Journal of Geodesy*, vol. 80, no. 8, pp. 507-523, 2006.
- [43] M. Casolino, On Behalf of the PAMELA Collaboration, “Solar cosmic ray observations with PAMELA experiment”, *Proceedings of 30th ICRC Merida, Mexico*, vol. 1, p. 709, 2007.
- [44] FLUKA official page, [http : //www.fluka.org/fluka.php](http://www.fluka.org/fluka.php)
- [45] CORSIKA KIT, [https : //www.ikp.kit.edu/corsika/](https://www.ikp.kit.edu/corsika/)
- [46] [http : //sdo.gsfc.nasa.gov/](http://sdo.gsfc.nasa.gov/)
- [47] C. L. Hyder, “A Phenomenological Model for Disruptions Brusques followed by Flarelike Chromospheric Brightenings, I: The Model, its Consequences, and Observations in Quiet Solar Regions”, *Solar Physics*, vol. 2, no. 1, pp. 49-74, 1967.
- [48] [http : //www.swpc.noaa.gov/noaa – scales – explanation](http://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation)
- [49] E. N. Parker, “The passage of energetic charged particles through interplanetary space”, *Planetary and Space Science*, vol. 13, no. 1, pp. 9-49, 1965.
- [50] J. R. Jokipii, E. H. Levy, and W. B. Hubbard, “Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I - General properties, application to solar modulation”, *The Astrophysical Journal*, Part 1, vol. 213, pp. 861-868, 1977.
- [51] E. W. Cliver, S. W. Kahler, D. F. Neidig, H. V. Cane, I. G. Richardson, M. B. Kallenrode, G. Wibberenz, “Extreme Propagation of Solar Energetic Particles”, In: *24th International Cosmic Ray Conference* vol. 4, pp. 257-260, 1995.
- [52] E. W. Cliver, H. V. Cane, “The angular extents of solar/interplanetary disturbances and modulation of galactic cosmic rays”, *Journal of Geophysical Research*, vol. 101, no. A7 pp. 15533-15546, 1996.
- [53] K. L. Klein, S. Krucker, G. Lointier, and A. Kerdraon, “Open magnetic flux tubes in the corona and the transport of solar energetic particles”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 486, no. 2, pp. 589-596, 2008.
- [54] N. Dresing, R. Gómez-Herrero, A. Klassen, B. Heber, Y. Kartavykh, W. Dröge, “The Large Longitudinal Spread of Solar Energetic Particles During the 17 January 2010 Solar Event”, *Solar Physics*, vol. 281, no. 1, pp. 281-300, 2012.
- [55] E. C. Roelof, R. B. Decker, S. M. Krimigis, “Latitudinal and field-aligned cosmic ray gradients 2 to 5 AU Voyagers 1 and 2 and IMP 8”, *Journal of Geophysical Research*, vol. 88, no. A12, pp. 9889–9909, 1983.

- [56] J. R. Dwyer, G. M. Mason, J. E. Mazur, J. R. Jokipii, T. T. von Roseninge and R. P. Lepping, “Perpendicular transport of low energy corotating interaction region - associated nuclei”, *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 490, pp. L115-L118, 1997.
- [57] M. Zhang, J. R. Jokipii, and R. B. McKibben, “Perpendicular Transport of Solar Energetic Particles in Heliospheric Magnetic Fields”, *The Astrophysical Journal*, vol. 595, no. 1, pp. 493-499, 2003.
- [58] S. Chapman and T. G. Cowling, “The mathematical theory of non-uniform gases. an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases”, ed. Cambridge: University Press, 3rd ed, ISBN: 9780521408448, 1970.
- [59] E.E. Chollet, Solar-energetic particles as a probe of the inner heliosphere. The University of Arizona, Department of Planetary Sciences, dissertation requirement for the Degree of Doctor of Philosophy, 2008.
- [60] J. Giacalone and J. R. Jokipii, “The Transport of Cosmic Rays across a Turbulent Magnetic Field”, *The Astrophysical Journal*, vol. 520, no. 1 pp. 204-214, 1999.
- [61] M. S. Marsh, S. Dalla, J. Kelly, and T. Laitinen, “Drift-induced perpendicular transport of Solar Energetic Particles”, *The Astrophysical Journal*, vol. 774, no. 1, 2013.
- [62] S. Dalla, M. S. Marsh, J. Kelly, and T. Laitinen , “Solar energetic particle drifts in the Parker spiral”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 118, pp. 5979–5985, 2013.
- [63] McKibben, R. B.; Connell, J. J.; Lopate, C.; Zhang, M.; Anglin, J. D.; Balogh, A.; dalla, S.; Sanderson, T. R.; Marsden, R. G.; Hofer, M. Y.; Kunow, H.; Posner, A.; Heber, B., “Ulysses COSPIN observations of cosmic rays and solar energetic particles from the South Pole to the North Pole of the Sun during solar maximum”, *Annales Geophysicae*, vol. 21, no. 6, pp.1217-1288, 2003.
- [64] <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>
- [65] <http://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>
- [66] <http://cosmicrays oulu.fi/GLE.html>
- [67] <http://sidc.oma.be/cactus/catalog.php>
- [68] E. Robbrecht, D. Berghmans, R. A. M. Van der Linden, “Automated LASCO CME Catalog for Solar Cycle 23: Are CMEs Scale Invariant?”, *The Astrophysical Journal*, vol. 691, pp. 1222-1234, 2009.
- [69] E. Robbrecht and D. Berghmans, “Automated recognition of coronal mass ejections (CMEs) in near-real-time data”, *Astronomy and Astrophysics*, vol.425, pp.1097-1106, 2004.

- [70] [http : //sidc.oma.be/cactus/catalog/LASCO/250/qkl/2014/11/CME0001/CME.html](http://sidc.oma.be/cactus/catalog/LASCO/250/qkl/2014/11/CME0001/CME.html)
- [71] [http : //sidc.oma.be/cactus/catalog/LASCO/250/qkl/2015/04/CME0120/CME.html](http://sidc.oma.be/cactus/catalog/LASCO/250/qkl/2015/04/CME0120/CME.html)
- [72] J. Poirier and C. D'Andrea, "Ground level muons in coincidence with the solar flare of 15 April 2001", *Journal of Geophysical Research*, vol. 107, no. A11, p. 1376, 2002.
- [73] [http : //www.bartol.udel.edu/takao/test_sao.html](http://www.bartol.udel.edu/takao/test_sao.html)

9 Apêndice

9.1 Artigos publicados:

- C. R. A. Augusto, V. Kopenkin, C. E. Navia, **M. de Oliveira**, K. H. Tsui, A. C. Fauth, and T. Sinzi, “Observation of a muon excess following a gamma-ray burst event detected at the International Space Station”, *Physical Review D*, vol. 87, no 10, p.103003-1, 2013.
- C. R. A. Augusto, C. E. Navia, **M. N. de Oliveira**, K. H. Tsui, A. A. Nepomuceno, V. Kopenkin, T. Sinzi, and D. Atri, “Observation of Muon Excess at Ground Level in Relation to Gamma-ray Bursts Detected From Space”, *The Astrophysical Journal*, vol. 805, no. 1, pp. 69-83, 2015.
- C. R. A. Augusto, C. E. Navia, **M. N. de Oliveira**, H. Shigueoka, A. Nepomuceno, A. C. Fauth, “Signals at ground level of relativistic solar particles associated to the “All Saints” filament eruption on 2014”, <http://arxiv.org/abs/1507.03954>, 2015.

9.2 Artigo aceito para publicação:

- C. R. A. Augusto, C. E. Navia, **M. de Oliveira**, A. Fauth, and A. Nepomuceno “Signals at ground level of relativistic solar particles associated with a radiation storm on April 18, 2014”, *The Astronomical Society of Japan*.

9.3 Artigos submetidos:

- C. R. A. Augusto, C. E. Navia, **M. N. de Oliveira**, K. H. Tsui, H. Shigueoka, A. C. Fauth, E. Manganote, D. N. B. Vasconcelos, A. A. Nepomuceno, “Ground level effects from transient solar activity”, *The Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*.
- C. R. A. Augusto, A. Fauth, C. E. Navia, **M. N. de Oliveira**, “Virtual instrument software architecture to particle detection”, *Journal of Computer Science*.

Observation of a muon excess following a gamma-ray burst event detected at the International Space Station

C. R. A. Augusto, V. Kopenkin,^{*} C. E. Navia, M. de Oliveira, and K. H. Tsui*Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, Niterói, Rio de Janeiro 24210-346, Brazil*

A. C. Fauth

Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, São Paulo 13081-970, Brazil

T. Sinzi

Rikkyo University, Toshima-ku, Tokyo 171, Japan

(Received 14 June 2012; revised manuscript received 3 April 2013; published 7 May 2013)

On April 24, 2012, at 16:47:14 UT, the Gas Slit Camera (GSC) of the Japanese Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) instrument on the International Space Station detected a short x-ray transient lasting about 34 seconds. The MAXI/GSC transient was most likely a gamma-ray burst (GRB), because of the high Galactic latitude, spectral hardness ratio, and the absence of known bright x-ray sources at the detected position. In addition, the MAXI/GSC transient GRB 120424A coordinates were in the field of view of the inclined Tupi muon telescope located at ground level (3 m above sea level) at (22.9° W, 43.2° S) in the South Atlantic Anomaly region. We report here that the Tupi telescope registered a muon excess with a signal significance 6.2σ within the MAXI/GSC transient time period. Assuming a power law function with a spectral index of $\gamma = -1.54$ in the tail of the primary gamma-ray energy spectrum, we can conclude that the fluence obtained from the muon excess detected by the Tupi telescope is consistent with the preliminary value obtained by the MAXI team. This result agrees with an assumption that the muons were produced in photonuclear reactions in the Earth's atmosphere. In addition, we show also that the South Atlantic Anomaly region can be a favorable place at ground for the detection of the tail of the energy spectrum (the GeV counterpart) of some GRBs.

DOI: [10.1103/PhysRevD.87.103003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.103003)

PACS numbers: 98.70.Rz, 94.20.wq, 95.85.Ry, 96.50.sf

I. INTRODUCTION

At random times and from random directions, lasting from milliseconds to many minutes, there are flashes of gamma rays associated with extremely energetic explosions in the Universe. They are known as gamma-ray bursts (GRBs). These bursts are often followed by an afterglow at longer wavelengths (x ray, ultraviolet, optical, infrared, microwave, and radio) that allows us to pinpoint the origin of the GRB. According to the current understanding, the energy at the source of a GRB does not escape from the explosion uniformly but is focused into two oppositely directed jets. Previously it was shown that a substantial fraction of GRBs have photon spectra which extend at least to tens of GeV, at a rate of $\sim 3\text{--}5 \text{ yr}^{-1}$ [1]. In some GRBs the high energy (GeV) component arrives with a considerable delay with respect to the lower energy (keV) component [2,3], while in others, for instance in GRB090926 and GRB090217, the delay was small or negligible [4]. It is generally believed that high energy emission holds clues to the exact mechanisms of GRBs and their afterglow. Numerous emission scenarios can be considered, ranging

from synchrotron and inverse-Compton emissions to photopion production [5–8].

So far, the ground-based Tupi experiment with the muon telescopes has reported extensive observations of small transient events such as energetic solar flares of small scale cataloged as C class, detected in association with the GOES and Fermi spacecrafts [9,10], interplanetary shocks of diverse origins (coronal mass ejection and corotating interaction regions) in association with the ACE and SOHO spacecrafts [11,12], and some possible GeV counterpart of GRBs, such as a delayed connection [13], a prompt connection [14], and an early connection [15]. In the case of GRBs the sea-level muons in gamma showers are mainly produced in a photoproduction process of the primary photon.

The locations of GRBs are mainly detected in real time by spacecrafts (Fermi, Swift, Integral, Wind-Konus). On the ground, various optical telescopes can respond within seconds to signals sent through the Gamma-ray burst Coordinates Network (GCN). Nowadays, among many remarkable detectors in operation there is the Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI), the first astronomical payload installed on the Japanese Experiment Module—Exposed Facility (JEM-EF or Kibo-EF) on the International Space Station (ISS) [16]. It can cover about

^{*}Present address: Research Institute for Science and Engineering, Waseda University, Shinjuku, Tokyo 169, Japan.

OBSERVATION OF MUON EXCESS AT GROUND LEVEL IN RELATION TO GAMMA-RAY BURSTS DETECTED FROM SPACE

C. R. A. AUGUSTO¹, C. E. NAVIA¹, M. N. DE OLIVEIRA¹, K. H. TSUI¹, A. A. NEPOMUCENO², V. KOPENKIN³, T. SINZI⁴, AND D. ATRI⁵

¹Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-346, Niterói, Rio de Janeiro, Brazil; navia@if.uff.br
²Departamento de Física e Matemática ICT, Universidade Federal Fluminense, 28890-000, Rio das Ostras, RJ, Brazil
³Research Institute for Science and Engineering, Waseda University, Shinjuku, Tokyo 169, Japan
⁴Rikkyo University, Toshima-ku, Tokyo 171, Japan

⁵Blue Marble Space Institute of Science, 1200 Westlake Ave N., Suite 1006, Seattle, WA 98109, USA

Received 2014 April 24; accepted 2015 March 23; published 2015 May 20

ABSTRACT

In this paper we examine the possibility of the ground observation of the gigaelectronvolt counterparts associated with the Monitor of All-sky X-ray Image transient event (trigger 58072727) and the *Swift* GRB140512A event. In both cases, there was a muon excess with a statistical significance above 4σ . The coordinates of the events were located in the field of view (FOV) of the Tupi muon telescopes at the time of the occurrence. Since 2013 August, the Tupi experiment has been operating a new extended array of five muon telescopes, located at ground level at ($22^{\circ}9S$, $43^{\circ}2W$, 3 m above sea level). This location coincides with the South Atlantic Anomaly central region. We consider a hypothesis that the muon excess could be due to photonuclear reactions in the Earth's atmosphere induced by gamma rays with energies above 10 GeV. We describe a data analysis for candidate events identified by internally triggered (by the Tupi experiment) as well as untriggered (dependent on external observations) modes of search. In light of the Fermi LAT (>100 MeV) gamma-ray bursts (GRBs) catalog, we examine the possibility of the ground observation of similar transient events within the FOV of the extended Tupi array and perform a systematic analysis of the Tupi data. Using a Monte Carlo simulation, we discuss the experimental conditions that allow the detection of signals from GRBs at ground level.

Key words: astroparticle physics – gamma-ray burst: general – instrumentation: miscellaneous – telescopes

1. INTRODUCTION

There is some evidence indicating that long-duration gamma-ray bursts (GRBs) occur when very massive stars run out of fuel for nuclear fusion in their cores. The collapse and subsequent intense explosion can rupture a star completely to pieces in a hypernova. Twin beams of gamma rays are hypothesized to burst from the event, and if the Earth is in the path of one of those beams, the gamma-ray burst can be detected. However, in most cases, no narrow gamma-ray lines have been detected. This means that some of these bursts could be produced by the collapse of a massive star without a supernova. Alternatively, the bursts could result from a different progenitor, such as the merger of two white dwarfs or a white dwarf with a neutron star or black hole, possibly in the cluster environment without a host galaxy.

In most cases, spectroscopic analysis on GRBs is consistent with the hard-to-soft evolution as observed by Burst and Transient Source Experiment (BATSE) in bright GRBs (Preece et al. 1998) or by *BeppoSAX* GRBs (Frontera et al. 2000) and the *INTEGRAL* GRB (Gotz et al. 2003).

However, GRB behavior is not universal. This can also be seen in the luminosity distribution of GRBs. For instance, the fluence of the long (20 s) and nearby ($z \sim 0.105$) GRB031203 (Soderberg et al. 2004), observed by *INTEGRAL*, is a factor of 10 smaller than most of the BATSE bright GRBs at cosmological distances. This situation motivates further investigation on whether GRBs can act as standardizable candles.

Many GRB afterglow models (Wang et al. 2001; Zhang & Meszaros 2001; Pe'er & Waxman 2004) predict the production of photons in the gigaelectronvolt to teraelectronvolt energy range, and gigaelectronvolt emission has indeed been detected

by previous (EGRET at CGRO; Hurley et al. 1994) and current-generation (Fermi LAT) space-based ray detectors (Abdo et al. 2009).

Among the many remarkable detectors in operation, there is the Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI), the first astronomical payload installed on the Japanese Experiment Module-exposed Facility on the International Space Station (ISS; Matsuoka et al. 2009). On 2013 October 15, the MAXI instrument detected an unknown transient source (trigger 580727270) with a preliminary flux of 22.0 ± 0.0 mCrab⁶ at the detected position (R. A., decl.) = ($+277^{\circ}25$, $-24^{\circ}83$). The signal was classified as a GRB or an unknown X-ray transient event. This particular transient event is interesting to the Tupi experiment because it is the second MAXI transient event candidate with coordinates located within the field of view (FOV) of the Tupi telescopes at the time of the trigger occurrence. The previous one was observed in the inclined (45° relative to the vertical) Tupi telescope pointed to the west (Augusto et al. 2013).

On the other hand, *Swift* is a multiwavelength GRB detector (Gehrels 2004), and the Burst Alert Telescope (BAT) covers the 15–150 keV energy band and can detect more than 100 GRBs per year. In addition, *Swift* has the X-ray telescope (XRT) and the ultraviolet and optical telescope (UVOT) to identify and observe X-ray, UV, and optical afterglows. On 2014 May 12, the *Swift* instruments detected a multipeak and bright GRB; the trigger coordinates were very close to the zenith in the Tupi location, and a muon excess in coincidence

⁶ http://gcn.gsfc.nasa.gov/maxi_grbs.html. In spite of the negative values in the flux fields, the MAXI messages are considered to be acceptable by the MAXI team.

Signals at ground level of relativistic solar particles associated to the “All Saints” filament eruption on 2014

C. R. A. Augusto, C. E. Navia, M. N. de Oliveira and H. Shigueoka
Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-346, Niterói, RJ, Brazil

André Nepomuceno
Departamento de Ciências da Natureza, IHS, Universidade Federal Fluminense

A. C. Fauth
Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP Brazil
(Dated: July 15, 2015)

Far away from any sunspot, a bright flare erupted on November 1st, 2014, with onset at 4:44 UT and a duration of around three hours, causing a C2.7-class flare. The blast was associated with the sudden disappearance of a large dark solar filament. The rest of the filament flew out into space, forming the core of a massive CME. Despite the location of the explosion over the sun's southeastern region (near the eastern edge of the sun) not being geoeffective, a radiation storm, that is, solar energetic particles (SEP) started to reach the Earth around 14:00 UT, reaching the condition of an S1 (minor) radiation storm level on Nov. 2th. In coincidence with onset of the S1 radiation storm (SEP above 5 MeV), the Tupi telescopes located at $22^{\circ}90'S$; $43^{\circ}20'W$, within the South Atlantic Anomaly (SAA) detected a muon enhancement caused by relativistic protons from this solar blast. In addition an increase in the particle intensity was found also at South Pole neutron monitor. This means that there was a transverse propagation to the interplanetary magnetic field of energetic solar particles. However, we show that perpendicular diffusion alone cannot explain these observations, it is necessary a combination with further processes as a very high speed, at least of a fraction the CME shocks, close to the ecliptic plane.

PACS numbers: PACS number: 98.70.Rz, 95.85.Pw, 95.55.Ka, 96.50.S-

1. INTRODUCTION

The currently solar cycle 24 that started at the beginning of 2008 [1], was an anomalous extended period of minimal solar activity. This Sun cycle anomaly is the first in the spatial era, i.e., where the Sun is monitored by spacecraft detectors, but there are registers from 107 years ago of similar pattern that happened during the transition between cycles 13 and 14.

The solar activity in the current solar cycle also has not been enough to produce ground level enhancements (GLEs). Years of maximum solar activity have produced few particle excess at ground level linked with radiation storms, and in most cases with a intensity variation below the 4%, even in NM located at polar regions.

It is well established that solar flares and its associated CMEs are the origin of high energy radiation, such as gamma and X-rays, energetic particles and interplanetary (IP) shocks that travels through our solar system and interacts with everything it comes across, including the Earth's magnetic field.

Space weather is monitored by NASA and other agencies to alert us when solar activity that starts 92 million miles away might affect life on the ground. However, not all solar events observed in satellites produce any effect at ground level, it is also necessary monitor those solar events that give some sign on the ground, probably these events have more influence in the weather conditions. Thus measurement on satellites and on the ground level are complementary. This is the aim of the Tupi muon telescopes, the study of the effect at ground level of the space weather.

On the other hand, solar filaments are large regions of very dense, cool gas, held in place by magnetic fields [2]. They usually appear long and thin above the chromosphere, and as they are cooler than the surroundings, they appear dark. But solar filaments on the "edge" of the Sun, looks brighter than the dark outer space behind them.

From end to end, a solar filament stretches more than a million km or about three times the distance between Earth and the Moon. Sometimes the filament becomes unstable, collapse, and create an enormous wall of plasma rises towering over the sun's surface, triggering a Hyder flare. The plasma ejected out into space forms the core of a massive CME.

This phenomenon happened on November 1st, 2014 when a Hyder flare began at 4:40 UT. A brief report on this event is available at STCE Newsletter ([http : //www.stce.be/newsletter/pdf/2014/STCENews20141107.pdf](http://www.stce.be/newsletter/pdf/2014/STCENews20141107.pdf)). In general, the Hyder flares are longer than the flares from magnetic activity of sunspots. In the present case, the Hyder flare had a duration of three hours, and its maximum intensity reached the condition of a C2.7-class flare. In addition, due to location of the filament at southeastern of the solar disc, the CME ejected was not Earth directed.

Signals at ground level of relativistic solar particles associated with a radiation storm on April 18, 2014

Carlos AUGUSTO¹, Carlos NAVIA¹, Marcel DE OLIVEIRA¹, Anderson FAUTH,² and André NEPOMUCENO³

¹Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-346, Niterói, RJ, Brazil

²Instituto de Física Gleb Wathagin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP
Brazil

³Departamento de Física e Matemática ICT, Universidade Federal Fluminense, 28890-000,
Rio das Ostras, RJ, Brazil

*E-mail: croberto@if.uff.br, navia@if.uff.br, paulista@fisica.if.uff.br, fauth@ifi.unicamp.br, asevedo@gmail.com

Received ; Accepted

Abstract

Active region NOAA AR2036 located at S20W34 at the Sun disk, produced a moderately strong (GOES class M7.3) flare on April 18, 2014. The flare itself was long in duration, and a halo coronal mass ejection (CME) was emitted. In addition, a radiation storm, that is, solar energetic particles (SEP), began to reach the Earth at 13:30 UT in the aftermath of the solar blast. reaching the condition of an S1 (minor) radiation storm level. In temporal coincidence with the onset of the S1 radiation storm, the Tupy telescopes located within the South Atlantic Anomaly (SAA), Brazil (sea level) detected a fast rise in the muon counting rate, caused by relativistic protons from this solar blast, with a confidence of up to 3.5% at peak. At time of solar blast, of all ground-based detectors, the Tupy telescopes had, the best geoeffective location. Indeed, in association with the radiation storm, a gradual increase in the particle intensity was found in some neutron monitors, all of them at the west region relative to the Sun-Earth line, yet within the geoeffective region. However, their confidence levels are small, up to 3%, and under these conditions further investigations are needed, to verify if these

Ground level effects from transient solar activity

C.R.A Augusto, C.E.Navia, M.N. de Oliveira, K.H.Tsui, H. Shigueoka

Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-346, Niteroi, Rio de Janeiro, Brazil

A.C.Fauth, E. Manganote, D.N.B. Vasconcelos

Instituto de Física, Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 13083-859, Campinas, São Paulo, Brazil

A. A. Nepomuceno

Departamento de Física e Matemática ICT, Universidade Federal Fluminense, 28890-000, Rio das Ostras, RJ, Brazil

Abstract

In this paper, we present the first results of the Brazilian climatic muon stations. The aim of this new experiment, is the study of space weather effects at ground level, driven by diverse solar transient events. The project has two stations: One of them (New Tupi) is located in the city of Niteroi, state of Rio de Janeiro ($22^{\circ}5300S, 43^{\circ}0613W$), and the second one (Muonca) is in the city of Campinas, state of S ao Paulo ($22^{\circ}5420S, 47^{\circ}339W$). Both locations are within the South Atlantic Anomaly (SAA), a region with an anomalously weak geomagnetic field strength. Three examples of Forbush decrease are analyzed, two of them driven by coronal mass ejections (CMEs) and the other by corotating interaction regions (CIR). We show that they correlate with the geomagnetic indices, Kp and Dst, and also with data from

Email address: navia@if.uff.br (C.E.Navia)

Preprint submitted to J. Atmos. Solar-Terrest. Phys.

May 25, 2015

Virtual instrument software architecture to particle detection

C.R.A. Augusto¹, A.C. Fauth², C.E. Navia¹, M.N. de Oliveira¹

¹Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, 24210-346, Niteroi, RJ, Brazil ;

²Instituto de Física Gleb Wathagin, Universidade Estadual de Campinas, 13083-859, Campinas, SP, Brazil

Article history

Received: x March 2015

Revised: xx xxxxx xxxx

Accepted: x xxxxx xxxx

*Corresponding Author:

C.E. Navia,
Institute of Physics - UFF,
Niteroi, Brazil;
Email: navia@if.uff.br

Abstract: We describe a data acquisition system fully developed via the virtual instruments technique, on the basis of tools developed within LabVIEW software. We have implemented this system to obtain the particle counting rate of a single detector, as well as for the coincidence rate between two or more detectors (telescope mode). A full example is presented for successive and continuous particle detection at a predetermined rate, including the calibration. In order to show the good performance of the system, a real example is included, where the relative counting rate variation observed by the Tupi telescope is compared with the Peawanuck neutron monitor data, both show the Forbush decrease on September 12th-13th, 2014. Details of this data acquisition system are reported.

Keywords: Data acquisition; Particle detector; Solar physics

Introduction

The virtual instrument software architecture provides a generic interface for communication with test and measurement equipment. The main difference between hardware instrumentation and virtual instrumentation is that software is used to replace a large amount of hardware. The software enables several hardware components to be replaced by already purchased computer hardware, where a sole component, such as an analog-to-digital converter, can act as a hardware complement of a virtual data acquisition system.

On the other hand, LabVIEW is a set of virtual tools and modules Trevis and kring (2006), Bitter et al. (2011). Labview is devoted to analysis and design in the areas of control, signal processing, system identification, mathematics, simulation, and more.

In this article, we describe a data acquisition system fully developed via the virtual instruments technique using the Labview tools. The system is successful and constitutes the data acquisition of the Tupi telescopes that detect the particles of cosmic radiation at ground level Augusto et al. (2012).

Cosmic ray detection constitutes a version of particle physics experiments. Obtaining and

interpreting of the results means learning a little bit more about the fascinating world of particles and forces that make up the universe. The dominant particle species of the primary cosmic radiation in the GeV energy region are protons and alpha particles. When these primary cosmic ray particles reach the upper atmosphere, they collide with the air nuclei, and these collisions produce showers of energetic hadrons, which then decay into energetic leptons. The most common of these secondary cosmic leptons are the muons Gaisser and Stanev (2010), Cechini and Spurio (2012). They are called the hard component, because depending on their energies they can penetrate deep into the atmosphere and reach sea level and beyond.

As the Tupi telescopes are located at sea level (see next section), mostly particles that reach the telescope are muons. The Tupi telescope is devoted to search for transient solar events. Excesses and deficits in the muon flux at ground level are driven by solar flares, such as a coronal mass ejection (CME), solar hole stream, interplanetary shocks of different origins, and so on Augusto et al. (2011, 20011b, 2012)..

In Sec. Experimental setup we present a brief description of the new Tupi telescope setup. In Sec. Data acquisition via hardware we give a description of the main tasks carried out by a data acquisition system assembled using the NIM technology. In Sec. Data