



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-14823-TDI/1263**

**CÁLCULO DA RESPOSTA DO TELESCÓPIO DO EXPERIMENTO  
APEX E ESTIMATIVA TEÓRICA DO FLUXO DE ANTI PRÓTONS  
NA MAGNETOSFERA INTERIOR**

Kenny Choque Talavera

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos  
Drs. Udaya Bhaskaram Jayanthi e Anatoli Alexandrovitch Goussev, aprovada em 18 de  
outubro de 2002.

INPE  
São José dos Campos  
2007

524.1

Talavera, K. C.

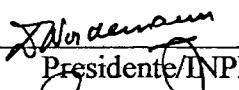
Cálculo da resposta do telescópio do experimento Apex e estimativa teórica do fluxo de antiprotons na magnetosfera interior / Kenny Choque Talavera. - São José dos Campos: INPE, 2002.

112 p. ; (INPE-14823-TDI/1263)

1. Raios cósmicos. 2. Antiprotons.
3. Magnetosfera. 4. Telescópio de partículas. I. Título.

Aprovado pela Banca Examinadora em  
cumprimento a requisito exigido para a  
obtenção do Título de Mestre em  
**Astrofísica.**

Dr. Daniel Jean Roger Nordemann

  
Presidente/INPE/SJCampos-SP

Dr. Udaya Bhaskaram Jayanthi

  
Orientador/INPE/SJCampos-SP

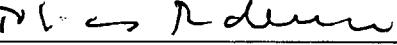
Dr. Anatoli Alexandrovitch Goussev

  
Orientador/INPE/SJCampos-SP

Dr. Thyrso Villela Neto

  
Membro da Banca/INPE/SJCampos-SP

Dr. Tobias Frederico

  
Membro da Banca  
Convidado ITA/CTA/SJCampos/SP

Candidato: Kenny Choque Talavera

São José dos Campos, 18 de outubro de 2002.



*“Devemos considerar antes como um acidente que a Terra e presumivelmente todo o Sistema Solar contêm uma preponderância de elétrons negativos e prótons positivos. É completamente possível que para alguma das estrelas isto seja de outro jeito”.*

P. A. M. DIRAC, 1933



A meus pais,  
*NICOLÁS CHOQUE* e  
*JUANA TALAVERA CHOQUE.*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que me ajudaram a vencer mais esta etapa da vida.

Aos meus orientadores Drs. Udaya Jayanthi e Anatoli Goussev, pela atenção e incentivos dados a mim, os quais foram essenciais para a concretização deste trabalho. À Dra. Galina Pugacheva do Laboratório de Ciências Espaciais de Santa Maria, LACESM —Unidade Sul do INPE— e ao Prof. Walther Spjeldvik do Departamento de Física da *Weber State University*, Ogden, Utah, USA, pela constante colaboração na elaboração deste trabalho.

Aos docentes da Divisão de Astrofísica, que abriram as portas para uma nova forma de ver o Universo, ao esclarecerem algumas de minhas muitas dúvidas.

A toda minha família, pelo amor, carinho e por compreenderem a importância deste feito.

A todos os amigos: Márcia, Jorge, Márcio, Claudio, Ronaldo, Caius, Emilio, César, ....

A todas as amizades construídas durante estes últimos anos, em especial à “cachaceira” Letícia.

A todos os colaboradores do INPE, em especial os da Divisão de Astrofísica, colegas do cotidiano, que tornam nossa presença aqui mais agradável.

À CAPES, pelo apoio financeiro, sem o qual o trabalho seria inviabilizado.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, pela oportunidade de estudos e utilização de suas instalações.



## RESUMO

A dissertação considera dois tópicos de interesse da magnetosfera interior. O primeiro trata do experimento APEX, a bordo do satélite FBM, o qual tem como objetivo principal medir os fluxos de elétrons, prótons e partículas alfa no ambiente magnetosférico interior. São apresentadas as características da resposta do telescópio, que consiste de quatro detectores de partículas carregadas. Utilizam-se simulações Monte Carlo para calcular a resposta geométrica do telescópio e o método de cálculo numérico para calcular a resposta dos detectores do telescópio à passagem das partículas através dos detectores. A configuração do telescópio permite medir elétrons de 0,15 até 4 MeV, prótons de 3,5 até 80 MeV e alfas de 18 até 200 MeV, com respostas geométricas variando de 0,26 até 0,076 cm<sup>2</sup>sr nestas faixas de energia. A segunda parte apresenta uma estimativa teórica do fluxo de antiprotons no ambiente magnetosférico interior. Para a produção de antiprotons, interações dos raios cósmicos com o material neutro do espaço próximo da Terra são assumidas como fonte. Para as estimativas do fluxo de antiprotons, um código numérico de cascatas de interações dos raios cósmicos é utilizado. Inicialmente, para verificar o método adotado, estimativas do fluxo de antiprotons no espaço interestelar devido às interações dos raios cósmicos com o gás interestelar são realizados, e comparações com observações experimentais mostram uma concordância satisfatória. Tendo em vista que o oxigênio tem uma seção de choque maior e que esta espécie tem alta densidade em altitude  $L \sim 1,2$  (em comparação com outros átomos), são realizados cálculos do fluxo de antiprotons na magnetosfera. As estimativas indicam fluxos de 0,08 até 0,8 antiprotons/(cm<sup>2</sup> sr s GeV) em energias de 0,1 até 2 GeV, com uma possível configuração de um cinturão de radiação na magnetosfera interior. Estes fluxos são uma ordem de magnitude maior que o fluxo interestelar de antiprotons estimado.



**CALCULATION OF THE RESPONSE OF THE APEX  
EXPERIMENT TELESCOPE AND THEORETICAL ESTIMATES OF  
THE ANTIPIRON FLUX IN THE INNER MAGNETOSPHERE**

**ABSTRACT**

The dissertation deals with two topics concerning the inner magnetosphere. The first part is devoted to the satellite experiment APEX on board the FBM satellite which has as principal objectives the measurements of the fluxes of the electron, proton and alpha particle environment in the inner magnetosphere. The telescope response characteristics consisting of the four charged particle detectors is presented. The Monte Carlo simulations of the geometrical response of the telescope and the numerical calculation method of the energy losses of the particles during their passage through the detector elements were performed. The configuration of the telescope permits measurements of electrons (0.15 to 4 MeV), protons (3.5 to 80 MeV) and alphas (18 to 200 MeV) with the geometrical response of the telescope varying between 0.26 to 0.076 cm<sup>2</sup>sr in these energy ranges. The second part presents theoretical estimates of antiproton fluxes in the inner magnetosphere environment. For the production of antiprotons, the cosmic rays and their interactions with the neutral species in the near-Earth space are assumed as the source. The cosmic ray nuclear cascade interactions and transport utilize a numerical code for these estimates. Initially, to verify the implementation of the code, estimates of the antiproton fluxes in interstellar space due to cosmic ray interactions with the interstellar gas are performed, and comparison with experiments shows satisfactory agreement. Having perceived that oxygen has a large interaction cross section, and also recognizing that this species has high density at  $L \sim 1.2$  altitude compared to other atoms, calculations are performed to obtain the equilibrium antiproton fluxes in the inner magnetosphere due to cosmic rays. The calculated fluxes are 0.08 to 0.8 antiprotons/(m<sup>2</sup> sr s GeV) at energies of 0.1 to 2 GeV, with a possible configuration as a radiation belt in the inner magnetosphere. These computed trapped fluxes are an order of magnitude higher than interstellar antiproton flux estimates.



# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b>	<b>23</b>
<b>CAPÍTULO 2 - EXPERIMENTO APEX</b>	<b>27</b>
2.1 - Principais Objetivos do Experimento APEX . . . . .	27
2.2 - Detectores e Telescópio . . . . .	28
2.3 - Descrição da Eletrônica . . . . .	29
2.4 - Medida do Fluxo de Partículas . . . . .	33
<b>CAPÍTULO 3 - RESPOSTA DO TELESCÓPIO APEX</b>	<b>39</b>
3.1 - Resposta Geométrica . . . . .	39
3.2 - Resposta dos Detectores . . . . .	42
3.2.1 - Mecanismos de Perda de Energia de Partículas Carregadas . . . . .	42
3.2.2 - Poder de Frenagem Devido à Ionização-Excitação e Emissão Bremss- trahlung . . . . .	43
3.2.3 - Perda de Energia . . . . .	45
<b>CAPÍTULO 4 - ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS</b>	<b>55</b>
4.1 - Antiprotons na Radiação Cósmica . . . . .	55
4.2 - Produção de Antiprotons Secundários . . . . .	57
4.3 - Propagação dos Antiprotons Secundários . . . . .	60
4.4 - Produção de Antiprotons Através de Simulações Monte Carlo de Reações Nucleares . . . . .	62
4.5 - Simulações de Reações próton-núcleo . . . . .	64
4.6 - Função Fonte de Antiprotons Secundários . . . . .	70
<b>CAPÍTULO 5 - FLUXO INTERESTELAR DE ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS</b>	<b>77</b>
5.1 - Difusão . . . . .	77
5.2 - Difusão e Interações . . . . .	80

<b>CAPÍTULO 6 - FLUXO MAGNETOSFÉRICO DE ANTIPRÓTONS</b>	<b>87</b>
6.1 - Fluxo Integral Magnetosférico de Antiprotons	88
6.2 - Poder de Frenagem	90
6.3 - Fluxo Diferencial Magnetosférico de Antiprotons	91
<b>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS</b>	<b>97</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>99</b>
<b>APÊNDICE A - ALGORITMO PARA CALCULAR O FATOR GEOMÉTRICO</b>	<b>105</b>
<b>APÊNDICE B - FATOR GEOMÉTRICO PARA DOIS CÍRCULOS PARALELOS</b>	<b>107</b>
<b>APÊNDICE C - ALGORITMO PARA CALCULAR A RESPOSTA DOS DETECTORES DO TELESCÓPIO APEX</b>	<b>109</b>

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Desenho do experimento APEX para o satélite FBM. . . . .	30
2.2 Diagrama da eletrônica do Telescópio APEX. . . . .	32
3.1 Geometria do telescópio e posição dos detectores, absorvedores e da janela (o símbolo $\phi$ convencionalmente denota a unidade de comprimento em mm). . . . .	40
3.2 Alcance de elétron, próton e partículas alfa no meio material de silício e alumínio. . . . .	46
3.3 Resposta dos detectores 1-4 para elétrons: <i>curva sólida</i> , energia depositada por um elétron no primeiro detector; <i>curva pontilhada</i> , no segundo detector; <i>curva tracejada</i> , no terceiro detector; <i>curva ponto tracejada</i> , no quarto detector. . . . .	51
3.4 Resposta dos detectores 1-4 para prótons: <i>curva sólida</i> , energia depositada por um próton no primeiro detector; <i>curva pontilhada</i> , no segundo detector; <i>curva tracejada</i> , no terceiro detector; <i>curva ponto tracejada</i> , no quarto detector. . . . .	52
3.5 Resposta dos detectores 1-4 para prótons: <i>curva sólida</i> , energia depositada por uma partícula alfa no primeiro detector; <i>curva pontilhada</i> , no segundo detector; <i>curva tracejada</i> , no terceiro detector; <i>curva ponto tracejada</i> , no quarto detector. . . . .	53
4.1 Seção de choque versus energia das interações inelásticas nucleares $p-p$ , $p-He$ e $p-O$ . . . . .	64
4.2 Multiplicidade de: (a-c) partículas e (d) antiprotons produzidos em colisões inelásticas. . . . .	67
4.3 Distribuição angular de antiprotons nas interações $p-A_i$ . . . . .	68

4.4	Espectro dos antiprót ons obtido nas simulações pelo código SHIELD nas reações $pp$ , $pHe$ e $pO$ . . . . .	69
4.5	Fluxo interestelar de partículas como uma função da energia cinética por núcleon, observados por vários grupos. . . . .	72
4.6	Dependência sobre $L$ das densidades atmosféricas de H, He e O. . . . .	74
4.7	Função fonte interestelar ( <i>círculos</i> ) e atmosférico em altitude $L \sim 1,2$ ( <i>diamantes</i> ) de antiprót ons secundários. . . . .	76
5.1	Dependência com a energia do comprimento de trajetória de escape equivalente dos modelos: <i>curva sólida</i> , Modelo Leaky Box; <i>curva pontilhada</i> , Vento Galáctico; <i>curva tracejada</i> , Difusão Turbulenta; <i>curva ponto tracejada</i> , Reacceleração Estocástica. . . . .	79
5.2	Fluxo interestelar de antiprót ons secundários estimado considerando o comprimento de trajetória equivalente em diferentes modelos de propagação: <i>curva sólida</i> , modelo Leaky Box; <i>curva pontilhada</i> , modelo de Vento Galáctico; <i>curva tracejada</i> , modelo de Difusão Turbulenta; <i>curva ponto tracejada</i> , modelo de Aceleração Estocástica. Dados observacionais dos experimentos a bordo de balões BESS, CAPRICE, IMAX e MASS91. . .	83
5.3	Seção de choque total ( <i>curva sólida</i> ), de aniquilação ( <i>curva pontilhada</i> ) e de não-aniquilação ( <i>curva tracejada</i> ) do antiprót on. . . . .	84
5.4	Comprimento de trajetória de escape ( <i>curva pontilhada</i> ) e interação ( <i>curva tracejada</i> ) e efetiva ( <i>curva sólida</i> ) de propagação. . . . .	85
5.5	Fluxo interestelar de antiprót ons secundários, considerando só o termo de propagação ( <i>curva sólida</i> ) e considerando simultaneamente a propagação e interação no modelo <i>Leaky Box</i> ( <i>curva pontilhada</i> ). Dados observacionais dos experimentos a bordo de balões BESS, CAPRICE, IMAX e MASS91. . . . .	86
6.1	Fluxo integral magnetosférico de antiprót ons: ( <i>curva sólida</i> ), para antiprót ons com energias $T_{\bar{p}} < 1$ GeV na região de confinamento e ( <i>curva pontilhada</i> ), para $T_{\bar{p}} < 3$ GeV. . . . .	90

6.2	Poder de frenagem.	92
6.3	Poder de frenagem experimentado por prótons/antiprótons na região magnetosférica.	93
6.4	Fluxo magnetosférico de antiprótons.	94
B.1	As superfícies $S_1$ e $S_2$ estão subtendidas em um mesmo ângulo sólido.	107



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Posição $h$ dos detectores, desde o topo do telescópio e raio $r_d$ das superfícies dos detectores APEX . . . . .	39
3.2 Resposta geométrico para um telescópio com simetria cilíndrica, obtida por simulação Monte Carlo, para $10^8$ eventos. . . . .	41
3.3 Estimativa analítica do fator geométrico. . . . .	41
3.4 Resposta geométrica para o telescópio APEX. . . . .	42
3.5 Densidade $\rho$ dos materiais dos Detectores 1-4, dos Absorvedores 1-2, e da Janela do telescópio, espessura $t$ , e localização $h$ . . . . .	47
3.6 Energia cinética mínima $T$ (em MeV) das partículas para atravessar os detectores e absorvedores. . . . .	47
4.1 Composição do gás interestelar . . . . .	73
4.2 Proporção de elementos populando o meio interestelar e atmosférico . . .	75
4.3 Coeficientes de parametrização da função fonte . . . . .	75
5.1 Parâmetros para $\lambda_{\text{esc}}$ para os modelos considerados . . . . .	78



## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

Recentes investigações na região da magnetosfera interior próxima da Terra têm assumido grande importância, principalmente pelo estudo da física dos cinturões de radiação. Esta dissertação considera o estudo de dois aspectos da magnetosfera interior: calcular as respostas geométrica e dos detectores do telescópio APEX, e a estimativa teórica do fuxo de antiprotons na magnetosfera interior.

O grupo de Ambiente de Radiação na Magnetosfera (AMR) do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais —INPE está planejando o experimento APEX (*Alpha, Proton and Electron Monitoring Experiment in the Magnetosphere*) a bordo do Micro-Satélite Franco-Brasileiro (FBM). O experimento utiliza um telescópio de partículas com detectores de silício. A primeira parte da dissertação é dedicada à determinação das características do telescópio. O número de eventos observados pelo telescópio (associado ao número de partículas que atravessam os detectores do telescópio) depende, dentre outras, da resposta geométrica do telescópio e das respostas dos detectores.

Para calcular a resposta geométrica do telescópio aplicaremos um método geral, que pode ser usado para qualquer tipo de geometria, baseado em uma solução por simulação Monte Carlo. Neste método, assumimos valores aleatórios para os parâmetros de incidência das partículas que se encontram dentro do campo de visão dos detectores, para estimar os valores e a dependência com a energia dos fatores geométricos do telescópio para diferentes espécies de partículas.

Conhecidas as propriedades físicas e dimensões do material dos detectores, dos atenuadores e da janela do telescópio, e a partir das fórmulas que descrevem as perdas de energia das partículas, i. e., elétrons, prótons e partículas alfa em um meio, calculamos a energia depositada pelas partículas nos detectores, na sua passagem pelo telescópio, a qual está relacionada com a resposta dos detectores.

O interesse pelos raios cósmicos ao redor da Terra está crescendo devido ao uso de instrumentação muito sofisticada e pesada a bordo de balões, veículos espaciais e na Estação Espacial Internacional. Dentre os principais interesses, temos a determinação dos fluxos de antimateria. A recente descoberta da existência dos pósitrons com fluxos maiores do que os fluxos de elétrons ([Alcaraz, 2000](#)) —na faixa de 100 MeV,

em altitudes equatoriais de  $\sim 400$  km— é o melhor exemplo. Com esta motivação, na segunda parte da dissertação, examinamos as possíveis fontes e mecanismos de produção de antiprotons.

Os raios cósmicos, em sua propagação, interagem com o gás interestelar e produzem uma variedade de partículas secundárias, dentre elas antiprotons. A produção e propagação de antiprotons secundários no meio interestelar são estimados para comparar os fluxos de antiprotons observados por experimentos em balões. Posteriormente, consideramos as interações dos raios cósmicos primários com átomos atmosféricos nas proximidades da Terra, para examinar a possibilidade de produção de antiprotons e sua acumulação geomagnética sob forma de um cinturão de radiação de antiprotons na magnetosfera terrestre.

Para calcular a produção de antiprotons em reações nucleares de partículas incidentes com alvos colisionais de complexa composição química, aplicamos o código computacional de reações nucleares (SHIELD) desenvolvido no Instituto de Física Nuclear de Moscou-Rússia ([Dementyev; Sobolevsky, 1999](#)).

Este trabalho foi dividido em mais seis capítulos, descritos a seguir:

- *CAPÍTULO 2 - EXPERIMENTO APEX:* Neste capítulo é feito um resumo das motivações e objetivos, bem como uma descrição básica operacional do Experimento APEX. Além disso, uma introdução sobre a medição do fluxo de partículas por um telescópio a bordo de satélites é abordado.
- *CAPÍTULO 3 - RESPOSTA DO TELESCÓPIO APEX:* O cálculo da resposta geométrica para partículas incidentes no telescópio é feito. Uma revisão dos processos de perda de energia, para partículas carregadas se movendo em um meio material, são abordados, para posteriormente calcular a resposta dos detectores do telescópio APEX.
- *CAPÍTULO 4 - ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS:* Este capítulo contém o fundamento físico e a significância dos antiprotons na radiação cósmica. Posteriormente calculamos a produção de antiprotons no meio interestelar e no meio magnético.
- *CAPÍTULO 5 - FLUXO INTERESTELAR DE ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS:* Neste capítulo, estimamos o fluxo de antiprotons secundários

dários interestelar e comparações com medições experimentais são feitas.

- *CAPÍTULO 6 - FLUXO MAGNETOSFÉRICO DE ANTIPRÓTONS:* O objetivo principal do trabalho é abordado neste capítulo, i. e., a estimativa do fluxo de antiprotons na região magnetosférica.
- *CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS:* Conclusões e perspectivas de trabalhos futuros neste setor da pesquisa espacial sobre os resultados obtidos são feitas.



## CAPÍTULO 2

### EXPERIMENTO APEX

Muitos satélites lançados até hoje para estudos geofísicos têm monitorado essencialmente as regiões polares e aurorais, por possuirem órbitas com inclinações  $>17^\circ$  em relação ao equador e/ou trajetórias elípticas. Estas órbitas permitiram estudar os cinturões de radiação, corrente anular ou calotas polares. O satélite CRRES (*Combined Release and Radiation Effects Satellite*), com inclinação equatorial de  $15^\circ$  e com órbita altamente elíptica ( $L=2-8$ )<sup>1</sup>, forneceu informação limitada sobre as regiões equatoriais e da região de plano de plasma. O satélite Franco-Brasileiro (FBM) foi projetado para atingir uma órbita de aproximadamente 750 km de altitude e  $7^\circ$  de inclinação equatorial, e terá três eixos de estabilização orientado continuamente em relação ao Sol. O experimento APEX foi planejado para monitorar fluxos de partículas da região equatorial. Experimentos anteriores, baseados em plataformas com inclinações maiores, só conseguiram medir fluxos nesta região esporadicamente.

#### 2.1 Principais Objetivos do Experimento APEX

O experimento APEX tem os seguintes objetivos científicos e experimentais:

- a) Monitoramento contínuo do fluxo de partículas alfa ( $\alpha$ ), próton ( $p$ ) e elétron ( $e$ ) para formar uma base de dados para a modelagem do ambiente de partículas na magnetosfera interna. Os fluxos nas regiões equatoriais são muito menores se comparados às regiões de alta latitude, regiões aurorais e da SAA (*South Atlantic Anomaly*). Este monitoramento fornecerá dados que irão melhorar estatisticamente e aperfeiçoar os modelos existentes de captura geomagnética de elétrons e/ou prótons AE-8/AP-8 ([Jordan, 1989](#)), nas regiões  $L < 1,8$ .
- b) Durante o tempo de vida esperado do satélite, a atividade solar pode ser considerada de moderada a calma. Isto permitirá o estudo dinâmico do movimento das partículas na região magnetosférica interior durante tempestades magnéticas. Algumas observações mostraram aumentos nos fluxos de contagem, indicando o movimento das partículas de regiões externas para

---

<sup>1</sup>O parâmetro de McIlwain  $L$  —parâmetro cuja derivação está baseada sobre um invariante adiabático de movimento de partículas carregadas no campo magnético terrestre— determina a distância radial da linha de campo a partir do eixo do equador geomagnético em um campo de dipolo ideal, que junto com a intensidade do campo magnético  $B$  são suficientes para definir a localização de uma partícula no campo, por causa da simetria azimutal na população de partículas.

o interior (Grigoryan *et al.*, 1997). Adicionalmente, muitos fenômenos que mostram variações de fluxos devido à natureza temporal e espacial podem ser estudados.

- c) O campo de visada (*Field Of View* —FOV) do telescópio permitirá o monitoramento das regiões marginais externas da SAA ( $L = 1,3$  até  $1,8$ ). Durante a passagem do satélite na região Atlântica Sul, o fluxo de partículas será comparado com outras regiões de latitude equatorial, para eventos de precipitação de partículas.
- d) O monitoramento do fluxo de partículas relativísticas é muito importante devido aos danos que causam nos componentes do satélite. Isso pode ser atribuído aos elétrons relativísticos com energias  $> 2$  MeV. O experimento APEX é adaptado para monitorar estes eventos de elétrons, que são esperados freqüentemente durante a atividade solar mínima (Baker; *et al.*, 1994).

O objetivo experimental é o monitoramento dos fluxos de partículas alfa, prótons e elétrons ao longo da órbita do satélite (de aproximadamente 750 km). As medidas, na região equatorial magnética terrestre, registrarão fluxos a cada segundo, e os espectros de cada tipo de partícula.

## 2.2 Detectores e Telescópio

O telescópio APEX consiste em um conjunto de quatro diodos de estado sólido para detectar partículas alfa, prótons e elétrons. Os detectores possuem uma espessura de 0,4 cm e dimensões superficiais de  $0,9 \times 0,9$  cm<sup>2</sup>. Absorvedores de alumínio são colocados entre os detectores 2 e 3, 3 e 4 — de espessura 2 mm e 5 mm respectivamente — para permitir a expansão da energia de detecção das partículas. Uma partícula situada no FOV do telescópio, atravessa os detectores interagindo com o material de silício do detector, perdendo energia em cada interação. Quanto maior a energia da partícula, maior o número de detectores que ela penetra. Os detectores são protegidos por um invólucro de alumínio que funciona também como suporte. Ao mesmo tempo, esta capa obstrui a passagem de partículas não desejadas e que estão fora do campo de visão. Um tubo de alumínio colocado em frente ao conjunto de detectores, serve como colimador e define o campo de visão de  $30^\circ$  para partículas que entram no telescópio.

As partículas alfa e elétrons serão monitoradas em quatro bandas de energia, e os prótons em cinco bandas. A detecção das perdas de energia das partículas estará

limitada entre 0,2 até 4 MeV para os elétrons, e entre 2 até 40 MeV/nuc para as partículas alfa e os prótons. A perda de energia no detector, para um elétron, é menor do que para um próton, que por sua vez é menor do que para uma partícula alfa. As cargas depositadas pelas partículas em cada um dos quatro detectores, permite a determinação da espécie da partícula. As cargas depositadas em sucessivos detectores são utilizadas na determinação da correspondente banda de energia.

Na [Figura 2.1](#) é mostrada uma descrição gráfica do experimento APEX, onde a parte superior corresponde ao telescópio APEX.

Parâmetros do experimento:

Massa: aproximadamente 3 kg

Dimensões:  $20\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 9\text{ cm}$  e caixa eletrônica de  $20 \times 10 \times 15\text{ cm}^3$

Potência: aproximadamente 3 watts (28 V - 120 mA)

Localização: a janela do telescópio precisa ser exposta ao espaço cósmico. O eixo do telescópio (ao longo da janela) estará dirigido em direção oposta ao Sol e no plano orbital. O eixo de visada é essencialmente perpendicular ao campo magnético, pois a órbita estará com  $7^\circ$  de inclinação em relação ao equador terrestre, na altitude de 750 km.

### 2.3 Descrição da Eletrônica

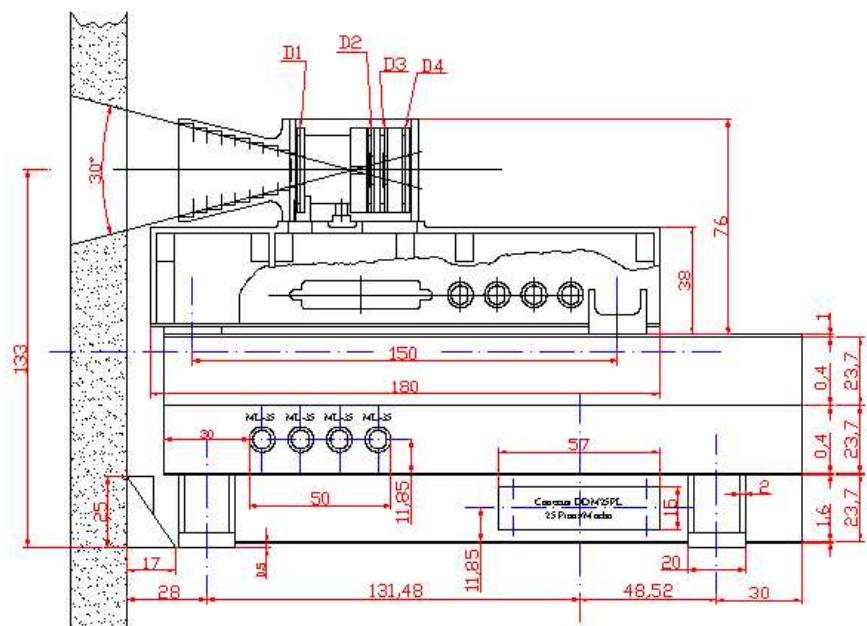
A eletrônica do experimento APEX, a bordo do satélite FBM consiste em duas partes: (1) Eletrônica do telescópio ATB (*APEX Telescope Box*) e (2) Eletrônica de análise de sinais, formatação de dados e calibração eletrônica AEB (*APEX Electronic Box*) ([Figura 2.2](#)).

A eletrônica do telescópio ATB, situada na base do telescópio, tem amplificadores de estado de carga híbridos CSA (*Charge Sensitive Amplifiers*) e um circuito híbrido para fornecer uma tensão de 50 V destinada à polarização dos detectores.

A caixa eletrônica AEB tem três circuitos com as seguintes funções:

- 1) Análise de sinais dos detectores (AEB-1)
- 2) Controle do experimento, processamento e formatação de dados (AEB-2)
- 3) Calibração da eletrônica e circuitos de tensão (AEB-3)

Os dados do experimento formatados pelo processador ATMEL 80C32 juntamente



**FIGURA 2.1** - Desenho do experimento APEX para o satélite FBM.

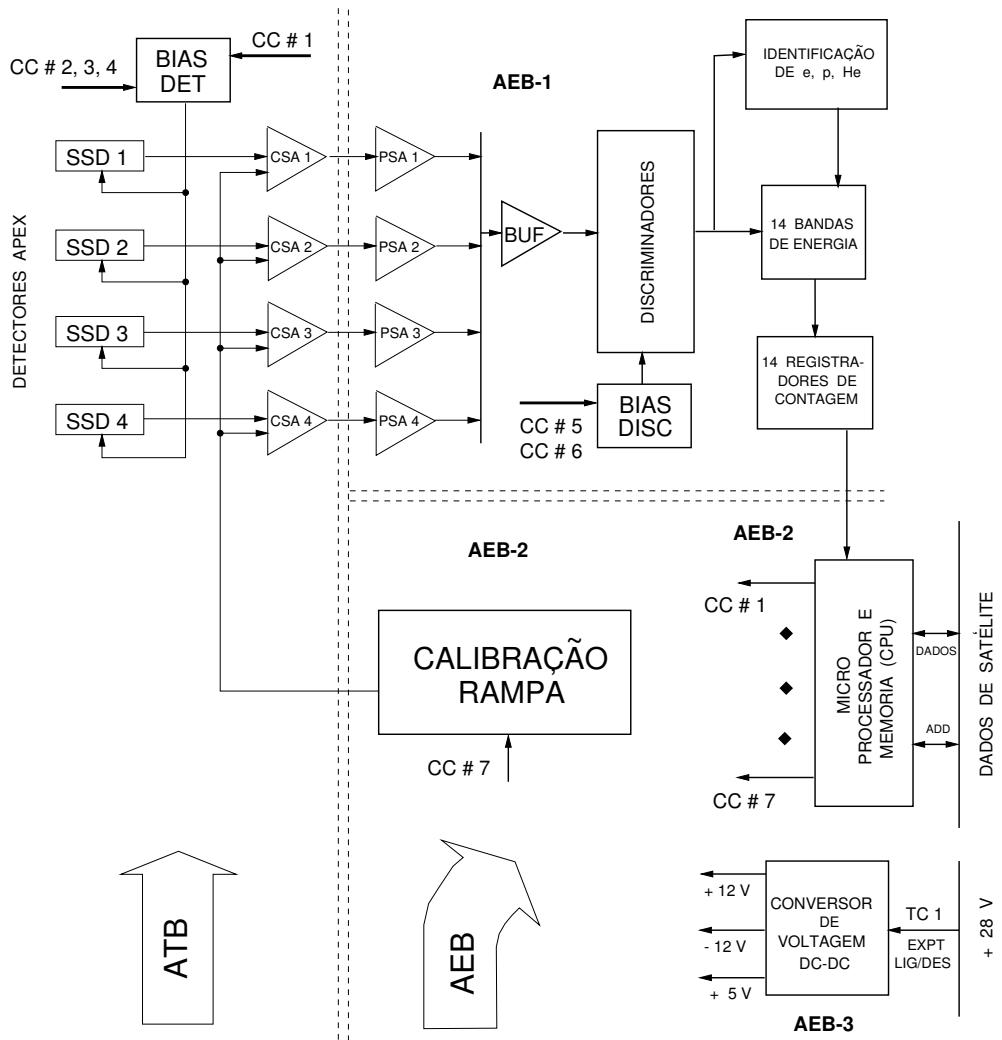
com o BCP (*Brazilian Payload Computer*), serão enviados para a Terra. Os comandos para controle e funcionamento total do experimento serão executados da Terra.

**Eletrônica ATB:** partículas interagindo com os detectores (eventos) depositam uma energia, que aparece como sinal de carga na porta de entrada dos amplificadores CSAs de circuito híbrido. Estes, por sua vez, amplificam e convertem o sinal de carga em sinal de tensão na saída. Os sinais CSAs dos eventos (sinais negativos com tempo de decaimento muito menor que  $1\ \mu\text{s}$  e com tempo de recuperação de  $\sim 200\ \mu\text{s}$ ) são passados para o amplificador seguinte.

Cada detector tem um amplificador CSA. Os detectores, que são diodos, são polarizados por uma única unidade fornecedora de HV (*High Voltage*) de circuito híbrido, que abastece com alta tensão de 50 V.

**Eletrônica AEB:** no AEB-1, os sinais dos amplificadores CSA vindos do ATB, são processados em quatro amplificadores de circuito híbrido PSA (*Pulse Shaping Amplifiers*). Esses amplificadores, que respondem aos eventos assíncronos dos 4 diodos, amplificam os pulsos e os fornecem com um determinado perfil de subida e descida. Depois, os sinais dos amplificadores PSA são processados por um conjunto de discriminadores, que são circuitos que detectam a presença dos pulsos com determinados níveis de tensão. Nos eventos, as perdas de energia (ou sinais amplificados de eventos) em qualquer detector são maiores para as partículas alfa, em comparação com os prótons, que são maiores em comparação com os elétrons. Quanto maior a energia da partícula, mais detectores ela atravessa. No experimento, através de discriminadores com diferentes níveis de detecção, podemos determinar a natureza ou tipo da partícula. Os mesmos discriminadores, mediante circuitos lógicos, estipulam a energia da partícula, comparando sinais entre dois detectores sucessivos. O experimento APEX utiliza 14 discriminadores que analisam os 4 perfis de sinal dos PSAs e classificam o tipo e a energia da partícula ( $e$ ,  $p$  ou  $\alpha$ ). Acumulações para cada 0,7 segundos, ou taxas de contagem em 4 ou 5 bandas de energia de diferentes partículas (total 14 contadores), são apresentadas aos circuitos da placa AEB-2. O período de amostra de contagem TSAMP (*Time Sample Pulse*) é fornecido por AEB-2.

A leitura destes contadores é controlada por um sinal regulador de tempo TSAMP, o qual inicia a transferência de contagem de dados para uma memória FIFO (*First Input First Output*). O processador da placa AEB-2 acumula os dados de contagem



**FIGURA 2.2** - Diagrama da eletrônica do Telescópio APEX.

e os transfere para o BCP quando for pedido. O mesmo processador controla o experimento mediante comandos.

Um sofisticado sistema de calibração, situado na placa AEB-3, é utilizado para a calibração da eletrônica total do experimento APEX. Quando for acionado, um circuito de calibração fornece pulsos sucessivos em forma de rampa na entrada dos amplificadores CSA, para que possamos detectar qualquer desvio na amplificação ou mudanças em níveis de referência dos discriminadores, durante a vida útil do experimento.

## 2.4 Medida do Fluxo de Partículas

A taxa de contagem de um telescópio de partículas depende das dimensões e da posição dos detectores do telescópio, bem como das eficiências dos detectores. Para um telescópio ideal —cuja eficiência para a detecção de um dado tipo de partícula é unitária em um dado intervalo de energia e zero no caso contrário, e cujos detectores são superfícies sem espessura— o fator de proporcionalidade relacionado à taxa de contagem  $C$  para o fluxo direcional integral de partículas  $F$  é definido como o poder de coleta  $\Gamma$  do telescópio. Quando o fluxo é isotrópico, i. e.,  $F = F_0$ , o fator de proporcionalidade é chamado fator geométrico  $G$ :

$$C = GF_0. \quad (2.1)$$

Expressões exatas do fator geométrico podem ser obtidas para telescópios com geometrias simples.

Em uma formulação geral, a taxa de contagem coincidente de um telescópio de partículas pode ser expressa por:

$$C(\mathbf{x}, t_0) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} dt \int_S \mathbf{r} \cdot d\sigma \int_{\Omega} dw \int_0^{\infty} dE \sum_i \varepsilon_i(E, \sigma, w, t) F_i(E, w, t) \quad (2.2)$$

em que,

- $C$  = taxa de contagem de partículas coincidentes ( $s^{-1}$ );
- $\mathbf{x}$  = vetor posição do telescópio;
- $i$  = rótulo para o tipo de partícula;
- $F_i$  = fluxo direcional diferencial da partícula de tipo  $i$ ;
- $\varepsilon_i$  = eficiência de detecção para a partícula de tipo  $i$ ;
- $t$  = tempo;
- $t_0$  = tempo inicial de observação;
- $T$  = tempo total de observação;
- $d\sigma$  = elemento de área superficial do último detector a ser penetrado;
- $S$  = área total sensível do último detector do telescópio;
- $\mathbf{r}$  = vetor unitário especificado pelas coordenadas esféricas  $(\theta, \phi)$ ;
- $dw = -d\phi d\cos \theta$  = elemento de ângulo sólido em torno de  $\mathbf{r}$ ;
- $\Omega$  = domínio do ângulo para os outros detectores do telescópio;
- $\mathbf{r} \cdot d\sigma$  = elemento de área efetiva na direção  $w$ .

A Equação (2.2) expressa as exigências para a detecção de uma partícula. Embora esta equação seja completamente geral, as seguintes suposições podem ser feitas:

- 1)  $d\sigma$ ,  $w$  e  $\mathbf{x}$  são independentes do tempo;
- 2) não acontece transformação do tipo de partícula no telescópio;
- 3) a trajetória da partícula é uma linha reta no telescópio.

Deixando aí uma estas suposições, o tratamento do problema complica-se e apresenta uma difícil solução analítica. A primeira suposição pode não ser válida para um satélite girando rapidamente e/ou com tempos de acumulação longos.

Consideremos um telescópio ideal, em que a eficiência é independente de  $w$ ,  $\sigma$  e  $t$ , e consideremos só um tipo de partícula (daqui por diante deixaremos o subíndice que denota o tipo de partícula).

Com a suposição de que  $F$  é independente do tempo  $t$ , e separando em duas funções independentes

$$F(E, w) = F_0(E) H(w), \quad (2.3)$$

em que  $H(w)$  é normalizado tal que  $\int H(w) dw = 1$ , a Equação (2.2) torna-se

$$C = \left[ \int_{\Omega} dw \int_S H(w) \mathbf{r} \cdot d\sigma \right] F \equiv \Gamma_H F, \quad (2.4)$$

em que,

$$F = \int_0^{\infty} F_0(E) \varepsilon(E) dE. \quad (2.5)$$

No caso de um detector com bandas de energia bem definidas, com resposta uniforme:

$$\varepsilon_l = \begin{cases} 1, & E_l \leq E \leq E_u \\ 0, & E < E_l, \quad E > E_u. \end{cases}$$

$F$  é dado por

$$F = \int_{E_l}^{E_u} F_0(E) dE, \quad (2.6)$$

o qual, para intervalos pequenos de energia, pode ser aproximado por:

$$F = F_0[(E_l + E_u)/2] (E_u - E_l). \quad (2.7)$$

A expressão entre colchetes na Equação (2.4) é o poder de coleta  $\Gamma_H$  do telescópio quando a intensidade tem uma dependência angular dada por  $H(w)$ ,

$$\Gamma_H = \int_{\Omega} dw \int_S H(w) \mathbf{r} \cdot d\sigma = \int_{\Omega} H(w) dw \int_S \mathbf{r} \cdot d\sigma. \quad (2.8)$$

A função da resposta direcional  $R(w)$  de um telescópio pode ser definida como:

$$R(w) = \int_S \mathbf{r} \cdot d\sigma. \quad (2.9)$$

Para um telescópio, por exemplo com simetria cilíndrica, a área efetiva  $A$  está relacionada com a resposta direcional  $R$  por:

$$A(\theta) \cos \theta = \int_S \mathbf{r} \cdot d\sigma. \quad (2.10)$$

Com esta definição, a Equação (2.8) pode ser reescrita da forma

$$\Gamma_H = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_1} H(\theta, \phi) A(\theta) \cos \theta \sin \theta d\phi, \quad (2.11)$$

em que  $\theta_1$  é a metade do ângulo de abertura do telescópio. Se o fluxo é isotrópico, então  $H$  é unitário e o fator geométrico (poder de coleta para fluxo isotrópico) depende só da geometria do telescópio,

$$G = \Gamma_1 = 2\pi \int_0^{\theta_1} A(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (2.12)$$

A quantidade tipicamente medida por um telescópio de partículas é o número de partículas  $N$  entrando no telescópio em um período de acumulação  $T$ , no ângulo sólido  $\Omega$  (definido pela configuração do telescópio, e centrado em torno da direção  $\mathbf{r}$ ), no intervalo de energia  $[E_l, E_u]$  (definido pela resposta do detector ou detectores). A quantidade física que o telescópio pretende medir é o fluxo diferencial direcional de partículas  $F$ .

Em geral, o fluxo de partículas medido por um telescópio difere do fluxo real, porque o ângulo de abertura destes instrumentos de medida é finito. Uma aproximação de ordem zero do fluxo real está dado por

$$F^{(0)}(E) = \frac{1}{G} \frac{N}{T} \frac{1}{E_u - E_l}, \quad (2.13)$$

em que  $G$  é o fator geométrico nominal do elemento do detector, e  $E$  representa o valor referencial do intervalo de energia  $[E_l, E_u]$ .

A medida do fluxo onidirecional  $F$  pode ser corrigido por meio de procedimentos interativos, que incluem os parâmetros orbitais, a altitude  $L$  e a dependência com o *pitch angle* (correspondente ao *pitch angle* do eixo do detector). A dependência dos fluxos pode ser expressa (Selesnick *et al.*, 1995) então por:

$$F(E, L, \alpha_0) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_1} F^{(0)}[E, L, \alpha'(\theta, \phi)] A(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (2.14)$$

em que  $\alpha'$  é o *pitch angle* relativo ao campo magnético local correspondente à posição  $(\theta, \phi)$ , dado por

$$\cos \alpha' = \cos \alpha \cos \theta - \sin \alpha \sin \theta \cos \phi. \quad (2.15)$$

No caso do experimento APEX, o satélite FBM é projetado para ter uma órbita quase circular, com inclinação muito pequena em relação ao equador. Conseqüentemente a dependência com  $L$  e  $\alpha$  na medida do fluxo não é muito significativa.



## CAPÍTULO 3

### RESPOSTA DO TELESCÓPIO APEX

O fluxo diferencial de partículas como uma função da energia cinética é determinado a partir da contagem de partículas em um dado tempo de observação. Para partículas situadas no campo de visada do telescópio, as quais têm uma probabilidade de entrarem no telescópio —determinada pela resposta geométrica do telescópio—, e que são detectados em bandas de energia definidas —determinadas pelas respostas dos detectores à passagem das partículas através do telescópio.

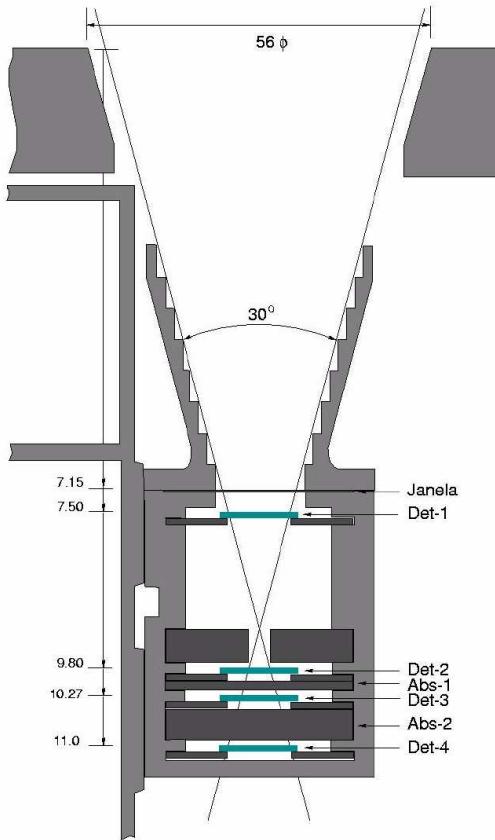
#### 3.1 Resposta Geométrica

Para calcular a resposta geométrica  $G$  do telescópio APEX, foi usada a simulação Monte Carlo. Neste método, criamos eventos de trajetórias aleatorias para partículas que se encontram dentro do campo de visão definido pelo ângulo de abertura do telescópio. Estes eventos são caracterizados por vetores posição associados a partículas entrando no topo do telescópio. Posteriormente, é determinada a projeção destes vetores em cada um dos detectores que se encontram localizadas ao longo do eixo do telescópio. São selecionados todos os eventos cuja projeção transversal (relativo ao eixo do telescópio) encontra-se dentro das dimensões superficiais de cada um dos detectores (i. e., dentro do campo de visão de cada um dos detectores). A partir das contagens do número de eventos simulados, dos eventos selecionados, das dimensões de entrada no topo do telescópio e das dimensões superficiais dos detectores, determinamos a resposta geométrica dos detectores.

Os requerimentos para este cálculo são: abertura do campo de visão do telescópio de  $30^0$ ; área de entrada no topo do telescópio de raio de 2,8 cm. As posições dos detectores no telescópio é mostrada na Figura 3.1. Os valores das posições e das áreas efetivas dos detectores são listadas na Tabela 3.1.

**TABELA 3.1** - Posição  $h$  dos detectores, desde o topo do telescópio e raio  $r_d$  das superfícies dos detectores APEX

Detector	$h$ cm	$R_i$ cm
Det-1	7,50	0,5
Det-2	9,80	0,2
Det-3	10,27	0,3
Det-4	11,00	0,5



**FIGURA 3.1** - Geometria do telescópio e posição dos detectores, absorvedores e da janela (o símbolo  $\phi$  convencionalmente denota a unidade de comprimento em mm).

Para calcular a resposta geométrica  $G$ , para cada um dos detectores, foram admitidas as seguintes suposições:

- 1) quando a partícula percorre o telescópio, interagindo com os detectores, não ocorre transformação do tipo de partícula;
- 2) dentro do telescópio, a trajetória da partícula é uma linha reta;
- 3) a distribuição de partículas entrando no topo telescópio é isotrópica e aleatória.

O algoritmo para calcular a resposta geométrica  $G$  é descrito no APÊNDICE A. Os resultados das simulações para  $10^8$  eventos são apresentados na Tabela 3.2.

Para geometrias de telescópios similares, por exemplo para um telescópio com simetria cilíndrica, considere-se duas superfícies planas e paralelas —i. e., fonte e

**TABELA 3.2** - Resposta geométrico para um telescópio com simetria cilíndrica, obtida por simulação Monte Carlo, para  $10^8$  eventos.

Detector	$G$ $\text{cm}^2\text{sr}$
Det-1	0,260
Det-2	0,025
Det-3	0,051
Det-4	0,124

detector— de raios  $R_0$  e  $R_i$  separados por uma distância  $h_i$ . A resposta geométrica pode ser expressa por (Equação (B.9), ver APÊNDICE B),

$$G = \frac{\pi^2}{2} \left[ R_0^2 + R_i^2 + h_i^2 - \sqrt{\{(R_0 + R_i)^2 + h_i^2\} \{(R_0 - R_i)^2 + h_i^2\}} \right], \quad (3.1)$$

em que  $r_i$  rotula cada um dos quatro detectores. Os valores da resposta geométrica aplicando a Equação (3.1) para os parâmetros da Tabela 3.1 são mostrados na Tabela 3.3. Comparações dos dois resultados anteriores apresentam uma concordância dentro dos limites de erro na simulação Monte Carlo.

**TABELA 3.3** - Estimativa analítica do fator geométrico.

Detector	$G$ $\text{cm}^2\text{sr}$
Det-1	0,247
Det-2	0,024
Det-3	0,050
Det-4	0,121

O telescópio APEX utiliza uma fenda que define o foco do telescópio (ver, Figura 3.1). Esta fenda, de material de alumínio, com espessura de 6 mm, permite a passagem de partículas através de uma abertura (centrada no eixo do telescópio) de 5 mm. Impondo a condição da fenda, cujo efeito manifesta-se nos três últimos detectores, os valores da resposta geométrica para o telescópio APEX, calculados utilizando o método Monte Carlo para uma simulação com  $10^8$  eventos é listada (Tabela 3.4).

Na Tabela 3.4 observa-se que o valor da resposta geométrica do primeiro detector é maior, se comparado como dos outros detectores. Isto significa que o poder de

**TABELA 3.4** - Resposta geométrica para o telescópio APEX.

Detector	$G$ $\text{cm}^2\text{sr}$
Det-1	0,260
Det-2	0,076
Det-3	0,076
Det-4	0,076

coleta de partículas no telescópio pelo primeiro detector é mais eficaz do que dos outros três detectores. Por outro lado, os valores da resposta geométrica dos últimos três detectores são iguais, sendo este resultado uma consequência da imposição da condição da fenda no telescópio. Isto implica que o mesmo número de partículas que entram pela fenda é observada pelos últimos três detectores.

Os valores para a resposta geométrica do telescópio APEX da Tabela 3.4, junto com os outros parâmetros da Equação (2.13), deveram ser aplicadas para calcular o fluxo de partículas —elétrons, prótons e alfas— na reião de observação, i. e., ao longo da órbita do satélite FBM, de aproximadamente 750 km na reião equatorial magnética terrestre.

### 3.2 Resposta dos Detectores

Uma partícula carregada, movendo-se através de um material, interage, devido à força de Coulomb, com os elétrons e núcleos que constituem os átomos daquele material. Como resultado destas interações, a partícula perde energia continuamente e, finalmente, detém-se depois de viajar uma distância finita, chamada alcance. O alcance depende do tipo da partícula, da energia da partícula e do material através do qual ela se move. A probabilidade de que uma partícula carregada percorra esse material sem interagir é praticamente zero. Este fato é muito importante para a operação dos detectores de partículas carregadas.

#### 3.2.1 Mecanismos de Perda de Energia de Partículas Carregadas

As partículas carregadas viajando através da matéria perdem energia:

- 1) em interações Coulomb com elétrons e núcleos;
- 2) por emissão de radiação eletromagnética (*bremsstrahlung*);
- 3) em interações nucleares;

- 4) por emissão de radiação Cherenkov.

Para as partículas carregadas que possuem energias cinéticas mensuráveis pelo experimento APEX, as interações nucleares podem ser omitidas. Considerando que o raio do núcleo é  $\sim 10^{-14}$  m e o raio do átomo  $\sim 10^{-10}$  m, pode-se esperar que

$$\frac{\text{número de interações com elétrons}}{\text{número de interações com núcleos}} = \frac{R_{\text{átomo}}^2}{R_{\text{núcleo}}^2} = \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \approx 10^8. \quad (3.2)$$

Este argumento simplificado, que depende do tempo de travessia, indica que colisões com elétrons atômicos são mais importantes. A radiação Cherenkov constitui uma fração muito pequena da perda de energia.

A interação da partícula com o elétron, em um período determinado de tempo, pode resultar na transferência de energia da partícula carregada em movimento para um elétron ligado. Como o elétron está em um estado quantizado, o efeito da passagem de uma partícula carregada pode resultar na ionização ou excitação dos átomos do material. Colisões que resultam na ionização ou excitação de átomos são chamadas colisões inelásticas. Colisões elásticas das partículas com núcleos ou elétrons atômicos, não são importantes para a perda de energia.

Toda partícula livre que desacelera perde parte de sua energia cinética emitindo radiação eletromagnética, com energias até um máximo igual à energia cinética da partícula. Esta perda de energia, ou intensidade de emissão  $I$ , é proporcional ao quadrado da sua aceleração  $a$ . Para uma partícula carregada com carga  $z$  e massa  $M$ , movendo-se em um material de número atômico  $Z$ , temos:

$$I \propto a^2 \sim \frac{z^2 Z^2}{M^2}. \quad (3.3)$$

Esta relação mostra que partículas leves emitirão uma quantidade muito maior de radiação *bremsstrahlung*.

### 3.2.2 Poder de Frenagem Devido à Ionização-Excitação e Emissão Bremsstrahlung

Uma partícula carregada, movendo-se através de um material exerce forças de Coulomb sobre muitos átomos simultaneamente, sendo que cada átomo tem muitos elé-

trons com diferentes potenciais de ionização e excitação. A perda de energia média é calculada por unidade de distância percorrida, denominada poder de frenagem do meio material.

Supondo que todos os átomos e seus elétrons atuam independentemente, a perda de energia total ( $dE$ ) por excitação e ionização por unidade de distância percorrida ( $dx$ ) —poder de frenagem do meio material— para prótons e partículas alfa é dada por (Tsoulfadinis, 1985):

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left[ \ln \left( \frac{2mc^2}{I} \beta^2 \right) - \ln (1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.4)$$

e para elétrons, temos:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln \left( \frac{\beta\gamma\sqrt{\zeta}mc^2}{I} \right) + \frac{1}{2\gamma^2} \left[ \frac{\zeta^2}{8} + 1 - \xi \ln 2 \right] \right\}, \quad (3.5)$$

em que

$$\begin{aligned} r_0 &= e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m} = \text{raio clássico do elétron}, \\ mc^2 &= 0,511 \text{ MeV} = \text{energia de massa de repouso do elétron}, \\ \beta &= v/c, \quad c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}, \quad v \text{ a velocidade da partícula} \\ \gamma &= 1/\sqrt{1 - \beta^2}, \\ T &= (\gamma - 1)Mc^2 = \text{energia cinética da partícula}, \\ M &= \text{a massa em repouso da partícula}, \\ N &= \text{número de átomos/m}^3 \text{ para o material}, \\ Z &= \text{número atômico do material}, \\ z &= \text{carga da partícula incidente}, \\ I &= \text{potencial médio de excitação do material}, \\ \zeta &\equiv \gamma - 1, \quad \text{e} \quad \xi \equiv 2\gamma^2 - 2\gamma - 1. \end{aligned}$$

Uma equação aproximada para  $I$ , que fornece bons resultados para  $Z > 12$ , é (Tsoulfadinis, 1985):

$$I = (9,76 + 58,8Z^{-1,19}) \text{ eV.} \quad (3.6)$$

Pode-se notar que o poder de frenagem é independente da massa da partícula e

proporcional ao quadrado da carga da partícula, porém depende da velocidade da partícula e da densidade do meio material.

A perda de energia por emissão *bremsstrahlung* pode ser importante apenas para elétrons. Para elétrons com energia cinética  $T$ (MeV), movendo-se em um material com número atômico  $Z$ , a perda de energia devido à emissão bremsstrahlung,  $(dE/dx)_{rad}$ , em função da perda de energia por ionização-excitação é dada por:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{ZT}{760} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \text{ MeV/m} \quad (3.7)$$

em que  $(dE/dx)_{ion}$  é o poder de frenagem da Equação (3.5). Dado que a Equação (3.7) é função da energia cinética da partícula, e como a partícula se move cada vez mais devagar,  $T$  decresce e  $(dE/dx)_{rad}$  também decresce.

O poder de frenagem para elétrons será dado pela soma das Equações (3.5) e (3.7)

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(1 + \frac{ZT}{750}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}. \quad (3.8)$$

### 3.2.3 Perda de Energia

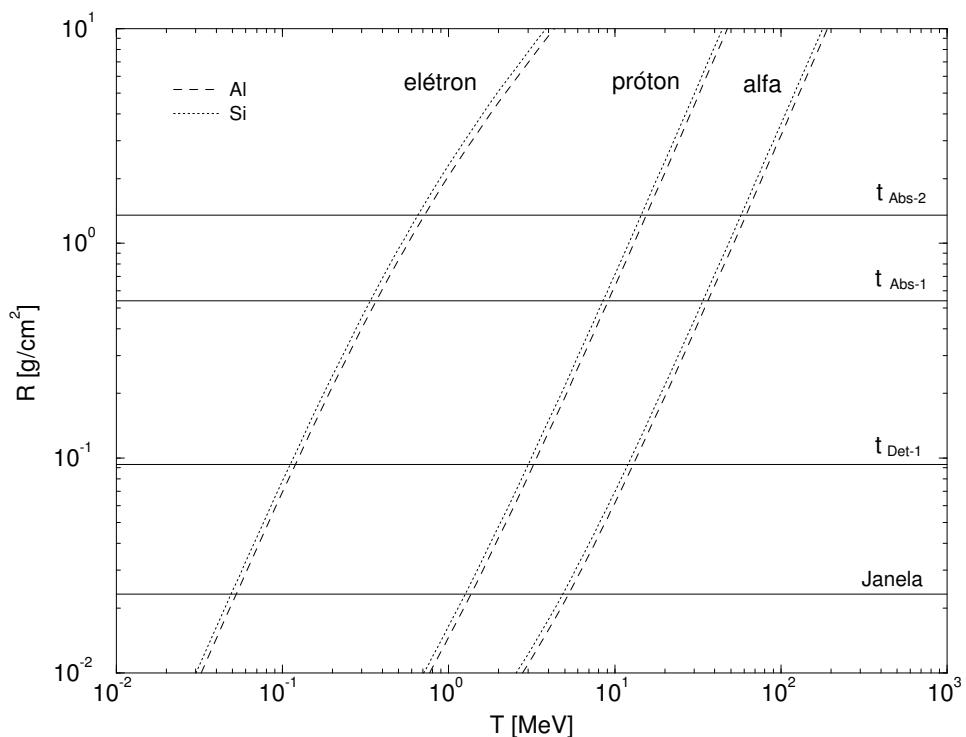
Para calcular a perda de energia de uma partícula carregada depois de atravessar um material de espessura  $t$ , o primeiro passo é calcular o alcance  $\mathcal{R}$  da partícula naquele meio. O alcance  $\mathcal{R}$  é uma medida de distância, e a sua dimensão básica é o comprimento (por exemplo, cm), a unidade na qual o alcance é independente do estado da matéria é g/cm<sup>2</sup>. A relação entre estas duas unidades é

$$\mathcal{R} \text{ (g/cm}^2\text{)} = [\mathcal{R} \text{ (cm)}] [\rho \text{ (g/cm}^3\text{)}],$$

em que  $\rho$  é a densidade do material no qual a partícula se move.

O alcance é uma quantidade média, pois partículas do mesmo tipo, com a mesma energia cinética, movendo-se no mesmo meio, depois de viajar, não se detêm exatamente na mesma espessura  $\mathcal{R}$ . Há fórmulas semiempíricas que proporcionam o alcance em função da energia cinética da partícula, baseada em resultados experimentais. A Figura 3.2 mostra o alcance em função da energia cinética para elétrons,

prótons e partículas alfa, movendo-se em um meio material de silício e alumínio (NIST, 1999). Pode-se observar que partículas com maior energia têm maior alcance. Isto significa que partículas com energias maiores têm a capacidade de penetrar distâncias maiores se comparados com aquelas de menor energia.



**FIGURA 3.2** - Alcance de elétron, próton e partículas alfa no meio material de silício e alumínio.  
FONTE: adotada de NIST (1999)

Uma partícula ao penetrar no telescópio pode atravessar todo o arranjo de detectores e absorvedores. Os requerimentos do arranjo de detectores do telescópio APEX (ver Figura 3.1) estão listados na Tabela 3.5.

As espessuras da janela, dos quatro detectores  $t_{\text{Det-1,4}}$  e espessuras dos dois absorvedores  $t_{\text{Abs-1,2}}$  também são mostradas na Figura 3.2. Pode-se observar que  $\mathcal{R}_{\text{elétron}} \simeq t_{\text{Janela}}$  corresponde para uma energia cinética do elétron de 0,053 MeV. Isto significa que elétrons com energias menores não conseguiram penetrar no telescópio. Para prótons e partículas alfa a energia mínima para penetrarem no telescópio é 1,36

**TABELA 3.5** - Densidade  $\rho$  dos materiais dos Detectores 1-4, dos Absorvedores 1-2, e da Janela do telescópio, espessura  $t$ , e localização  $h$ .

Detector Absorvedor	Material	$\rho$ g/cm <sup>3</sup>	$t$ mm	$t$ g/cm <sup>2</sup>	$h$ cm
Janela	Al	2,6989	0,1	0,023	7,15
Det-1	Si	2,3283	0,4	0,093	7,50
Det-2	Si	2,3283	0,4	0,093	9,80
Abs-1	Al	2,6989	2,0	0,540	10,00
Det-3	Si	2,3283	0,4	0,093	10,27
Abs-2	Al	2,6989	5,0	1,349	10,40
Det-4	Si	2,3283	0,4	0,093	11,00

MeV e 5,3 MeV, respectivamente. Para elétrons com  $T_{\text{elétron}} \simeq 0,11 \text{ MeV}$  temos que  $\mathcal{R}_{\text{elétron}} \simeq t_{\text{Det-1}}$ . Então, os elétrons, depois de ultrapassar a Janela perdendo parte da sua energia, ainda devem ter uma energia cinética de 0,11 MeV para ultrapassar o primeiro detector, e consequentemente a sua energia ser determinada. Os prótons e partículas alfa devem ter 3,0 MeV e 12,0 MeV, respectivamente.

No arranjo de detectores do telescópio, as partículas perdem uma quantidade considerável da sua energia nos dois absorvedores. Por exemplo, elétrons para ultrapassar o primeiro absorvedor devem ter (depois de ter perdido parte da sua energia na janela e nos dois primeiros detectores) uma energia cinética de 10,366 MeV e no segundo absorvedor uma energia cinética de 0,713 MeV. Similares valores de energia para prótons e partículas alfa são mostrados na Tabela 3.6. Desta forma, os primeiros detectores serão sensíveis à partículas de energia relativamente menores, enquanto que os dois últimos detectores conseguirão detectar partículas de energias maiores.

**TABELA 3.6** - Energia cinética mínima  $T$  (em MeV) das partículas para atravessar os detectores e absorvedores.

partícula	$T$			
	$\mathcal{R} = t_{\text{Janela}}$	$\mathcal{R} = t_{\text{Det-1,4}}$	$\mathcal{R} = t_{\text{Abs-1}}$	$\mathcal{R} = t_{\text{Abs-1}}$
elétron	0,053	0,11	0,366	0,713
próton	1,36	3,00	9,12	15,4
alfa	5,30	12,0	36,3	61,4

Se  $\mathcal{R} < t_{\text{Det-1,4}}$ , a partícula detém-se no meio (nos detectores). Aqui, a perda de energia total é igual à energia inicial da partícula. Isto significa, por exemplo, que elétrons com  $E < 0,11 \text{ MeV}$  (ver Tabela 3.6) não conseguem ultrapassar o primeiro

detector, e consequentemente, as suas energias não podem ser determinadas.

Se  $\mathcal{R} > t$ , a perda de energia  $\Delta E$  é dada por

$$\Delta E = \int_0^t \frac{dE}{dx}(T) dx, \quad (3.9)$$

em que  $dE/dx$  é o poder de frenagem (por ionização-excitação mais perda por radiação). Se  $\mathcal{R} \gg t$ , pode-se tomar  $dE/dx$  como constante e então

$$\Delta E = \left( \frac{dE}{dx} \right)_0 t, \quad (3.10)$$

em que  $(dE/dx)_0$  é o poder de frenagem para a energia inicial da partícula. Para as três partículas consideradas, na faixa de energia onde o experimento pretende operar, pode-se inferir da Figura 3.2 que esta condição não é o caso.

Se o comprimento  $t$  é uma fração considerável do alcance,  $dE/dx$  não pode ser considerado constante. Então, a Equação (3.9) deve ser integrada usando-se a forma apropriada de  $dE/dx$ . Como o poder de frenagem é expresso por uma expressão complicada, em muitos casos é conveniente uma aproximação.

Dividindo a espessura da janela, dos detectores e absorvedores  $t$  em  $n$  segmentos de comprimento  $\Delta x_i$ , em que

$$\sum_{i=1}^n \Delta x_i = t, \quad (3.11)$$

a Equação (3.9) toma a forma

$$\Delta E = \sum_{i=1}^n \left( \frac{dE}{dx} \right)_i \Delta x_i, \quad (3.12)$$

em que  $(dE/dx)_i$  é o poder de frenagem calculado para a energia cinética da partícula no começo do segmento  $\Delta x_i$ .

Não há uma regra específica para o número de divisões de  $t$ . Obviamente,  $n$  deverá ser tal que  $(dE/dx)_i$  varie pouco quando a partícula viaja no segmento  $\Delta x_i$ .

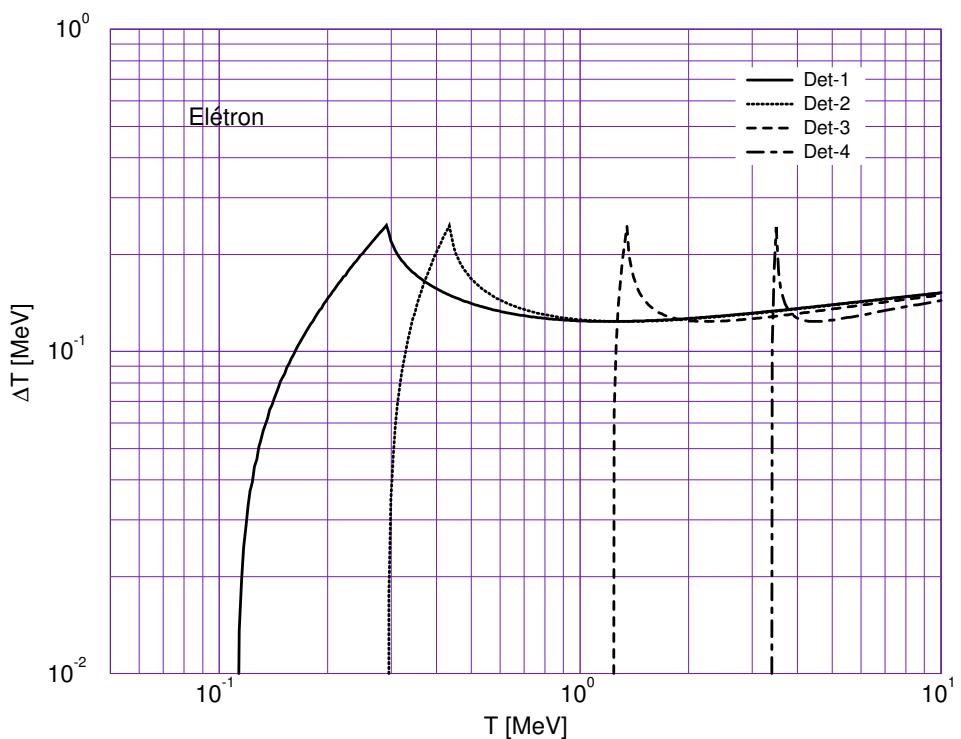
Quando elétrons, prótons e partículas alfa entram no telescópio, dependendo da sua energia cinética, podem penetrar no primeiro detector (depois de ultrapassarem a janela do telescópio onde perdem uma quantidade de energia pequena), depositando parte da energia cinética. Se a partícula tiver suficiente energia, pode penetrar nos subseqüentes detectores do arranjo da Figura 3.1. As sucessivas perdas de energia na janela, nos quatro detectores e nos dois absorvedores (ou atenuadores) são estimadas mediante a Equação (3.12) e as equações de poder de frenagem, Equação (3.8) e (3.4) para elétrons, prótons e partículas alfa, respectivamente. O número de segmentos  $n$  para dividir a espessura dos detectores foi de  $10^3$  para elétrons,  $10^4$  para prótons e  $10^5$  para partículas alfa. O algoritmo para calcular a resposta dos detectores é apresentado no APÊNDICE C. Os resultados para elétrons, prótons e partículas alfa são apresentados nas Figuras 3.3, 3.4 e 3.5, respectivamente. Destas curvas, chamadas curvas de resposta dos detectores, observa-se que elétrons podem ser detectados na faixa de energia entre 0,15-4,0 MeV. O primeiro detector é sensível só para elétrons com energias cinéticas  $T_e > 0,1$  MeV. O segundo detector é sensível para elétrons com energias  $T_e > 0,3$  MeV; consequentemente, o primeiro detector pode registrar elétrons no intervalo de energia de 0,15 - 0,3 MeV. No terceiro e último detector, elétrons com energias  $T_e > 1,2$  e  $> 3,4$  MeV, respectivamente, são detectados. Os prótons podem ser observados na faixa de energias entre 3,5-80 MeV, e para penetrarem nos quatro sucessivos detectores devem ter energias  $T_p > 3,5$ ; 8,2; 24; e 42 MeV, respectivamente. As partículas alfa são detectadas em energias maiores com relação aos elétrons e prótons, na faixa de energias entre 18-200 MeV. Para penetrarem em cada um dos sucessivos detectores, as partículas alfa devem ter energias  $T_\alpha > 14$ ; 31; 92; e 170 MeV. Estas faixas de energia serão divididas em bandas de energias bem definidas, cuja divisão deve ser realizada com base nas curvas de respostas, no número de detectores, e na eletrônica adequada para o processamento dos eventos.

Das curvas de resposta dos detectores pode-se inferir que quanto maior a energia da partícula que entra no telescópio, maior o número de detectores que ela penetra. Comparando as energias depositadas pelas partículas em cada um dos detectores pode-se determinar a energia da partícula.

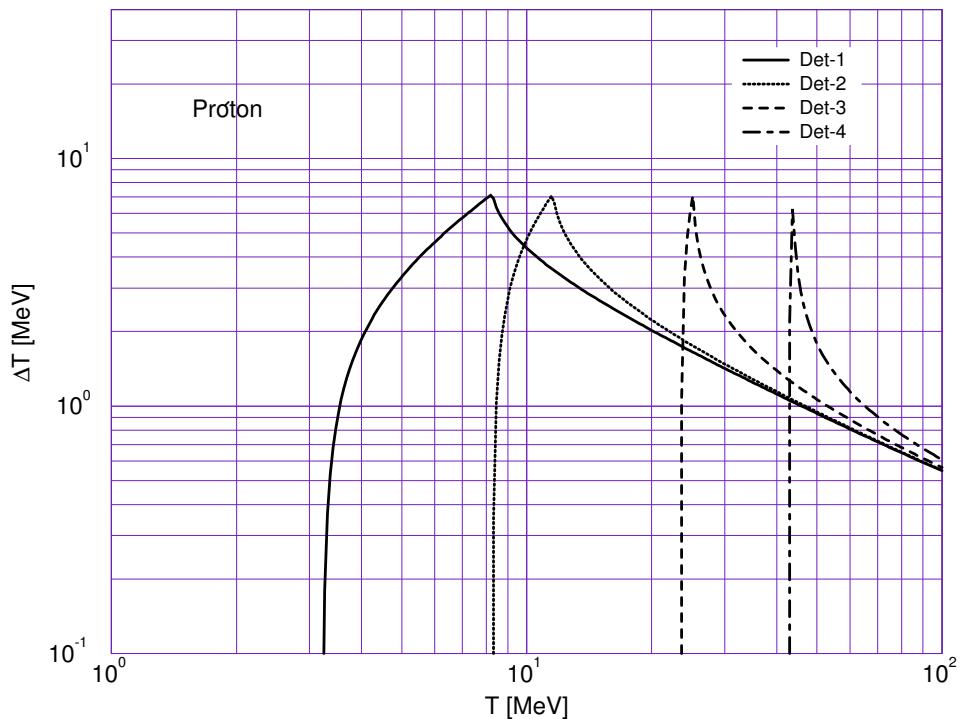
O nível de perdas de energia dos elétrons nos detectores é da ordem de  $10^{-1}$  MeV, enquanto para prótons é —maior se comparado com os dos elétrons— da ordem de  $10^0$  MeV. Por sua vez, para partículas alfa é —maior se comparados com os dos

prótons— da ordem de  $10^1$  MeV. Esta característica das perdas de energia para elétrons, prótons e partículas alfa é utilizada para identificar o tipo de partícula no experimento, através de discriminadores com diferentes níveis de detecção atribuídas com base nas curvas da resposta dos detectores. Estes mesmos discriminadores, mediante circuitos lógicos, comparando sinais entre dois detectores sucessivos, determina a energia das partículas.

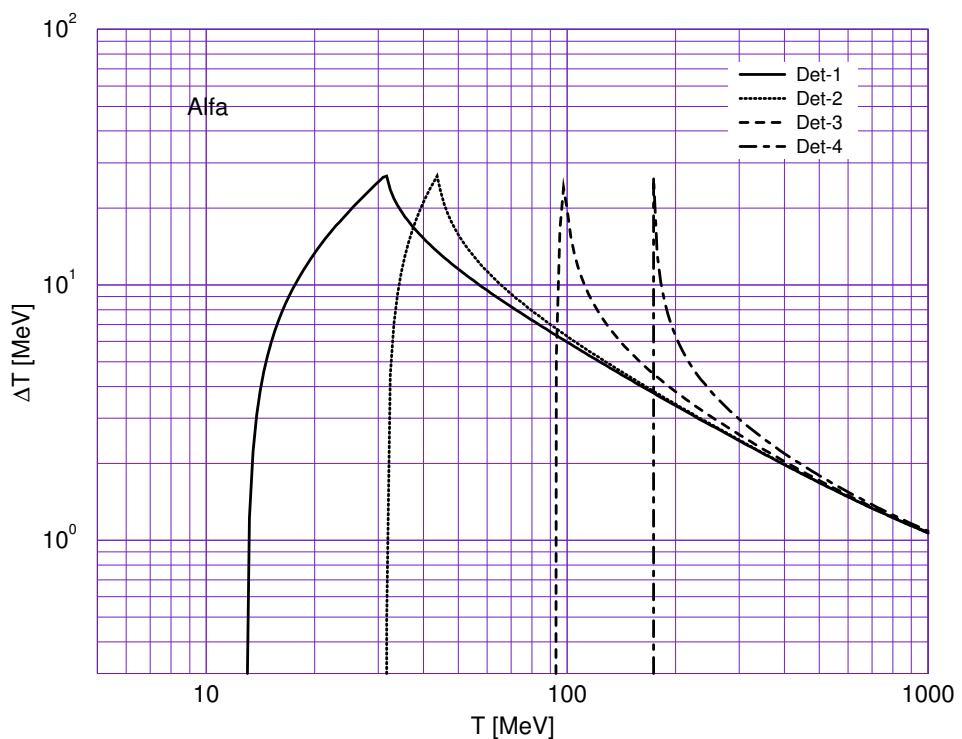
O cálculo das respostas dos detectores do telescópio, para diferentes partículas, será verificado com feixes de partículas oriundos do RCA (*Ring Cyclotron Accelerator*) do RIKEN (*Institute of Physical and Chemical Research*), Japão.



**FIGURA 3.3** - Resposta dos detectores 1-4 para elétrons: *curva sólida*, energia depositada por um elétron no primeiro detector; *curva pontilhada*, no segundo detector; *curva tracejada*, no terceiro detector; *curva ponto tracejada*, no quarto detector.



**FIGURA 3.4** - Resposta dos detectores 1-4 para prótons: *curva sólida*, energia depositada por um próton no primeiro detector; *curva pontilhada*, no segundo detector; *curva tracejada*, no terceiro detector; *curva ponto tracejada*, no quarto detector.



**FIGURA 3.5** - Resposta dos detectores 1-4 para prótons: *curva sólida*, energia depositada por uma partícula alfa no primeiro detector; *curva pontilhada*, no segundo detector; *curva traçada*, no terceiro detector; *curva ponto tracejada*, no quarto detector.



## CAPÍTULO 4

### ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS

Paul A. M. Dirac previu a existência da antimatéria (Dirac, 1931). Entre a antimatéria e a matéria “ordinária”, podemos notar alguma quantidade intrínseca oposta. Isto inclui a carga, número bariônico, número leptônico e estranheza. Na linguagem moderna de Feynmann, a antimatéria é formalmente idêntica à sua correspondente partícula material viajando para trás no tempo (Feynman; Weinberg, 1987), e a interação mútua entre matéria-antimatéria resulta em aniquilação com liberação de energia. A existência das antipartículas como pósitron, antiproton, etc., já foi identificada em experimentos, e também observada na radiação cósmica (Anderson, 1933; Chamberlain *et al.*, 1955).

#### 4.1 Antiprotons na Radiação Cósmica

Há diferentes teorias para explicar a origem da antimatéria, por exemplo, antiprotons. Abaixo citamos as principais, em que as três primeiras são consideradas fontes primárias e a última fonte secundária.

1. Segundo a cosmologia padrão, o Universo primitivo deveria conter uma mistura uniforme de matéria e antimatéria. O excesso de matéria aconteceu durante a bariogênese, no primeiro milissegundo após o *Big Bang* (Steigman, 1976). Esta assimetria de matéria-antimatéria (assimetria bariônica), com desprezível quantidade de antimatéria no Universo, é caracterizada pela razão bárion-fóton, com valores estimados (Kolb; Turner, 1983) de

$$\eta = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_{\gamma}} = \frac{n_B}{n_{\gamma}} \approx 3 \times 10^{-11} \text{ até } 6 \times 10^{-8}, \quad (4.1)$$

em que  $n_b$  e  $n_{\bar{b}}$  são a densidade numérica de bárions e antibárions, respectivamente, e  $n_{\gamma}$  é a densidade numérica de fótons.

2. As aniquilações e decaimentos da matéria escura no halo galáctico podem conduzir à criação de partículas ordinárias de matéria e antimatéria (Bottino *et al.*, 1995). Acredita-se que a matéria escura no halo constitui a componente mais massiva de nossa Galáxia, e pode ser feita de neutralinos,  $\chi$ . Estes neutralinos são partículas previstas pela supersimetria, uma extensão do Modelo Padrão da física de partículas.

Quando os neutralinos se encontram, eles se aniquilam produzindo muitos produtos, dentre os quais os antiprotons (em sua maioria, com energias <GeV (Jungman; Kamionkowski, 1994)).

3. Outra fonte potencial para os antiprotons interestelares pode ser devida à evaporação de buracos negros primordiais (*Primordial Black Holes* — PBH) (Hawking, 1974). Cálculos padrões da evaporação de Hawking mostram que atualmente alguns PBHs, com massa próxima à massa de Hawking ( $M_H \simeq 10^{15}$  g), estão sofrendo evaporação e decaimento. Espera-se que o perfil do espectro dos antiprotons, desde a evaporação de PBHs (estimada no princípio por Maki *et al.* (1996)), seja diferente daquele da aniquilação  $\chi\chi$ .

4. Antipartículas podem ser produzidas também em processos de colisões nucleares de alta energia. Interações dos raios cósmicos com o gás interestelar geram um fundo, por exemplo, de pósitrons, antiprotons, etc. Os antiprotons secundários interestelares são gerados principalmente em colisões  $pA \rightarrow \bar{p}X$  dos raios cósmicos (prótons ou núcleos) de alta energia com a matéria interestelar  $A$ , em que  $X$  é um ente que conserva a carga e o número bariônico do processo.

Este trabalho considera o último processo na produção de antiprotons. Para determinar os produtos das interações nucleares, utilizamos o código SHIELD que, através de simulações Monte Carlo, fornece informação das partículas produzidas em uma colisão de alta energia. Para verificar os cálculos, inicialmente estima-se o fluxo dos antiprotons produzidos nas interações dos raios cósmicos no material interestelar, para comparar com as observações experimentais feitas a bordo de balões.

No passo seguinte, investigaremos a possível existência de um cinturão de antiprotons ao redor da Terra, considerando interações dos raios cósmicos primários com o material da atmosfera residual.

A primeira predição confiável do fluxo de antiprotons interestelar foi realizada por Gaisser e Maurer (1973), aproveitando os resultados do *Intersecting Storage Rings* da CERN (*European Organization for Nuclear Research*), para a produção de antiprotons em colisões  $pp$ . A predição considerou o modelo de propagação *Leaky Box*, no qual as taxas de produção e probabilidade de escape dos raios cósmicos da Galáxia são uniformes através do volume que o contém.

As primeiras observações de antiprotons na radiação cósmica foram realizadas por

Golden *et al.* (1979) e por Bogomolov *et al.* (1982). Estas observações mostraram uma concordância com as previsões teóricas no modelo padrão *Leaky Box* (ver, Stephens e Golden (1988)). Embora estas medidas tenham sido comprometidas por uma identificação inadequada de partículas, o experimento PBAR (Salamon; et al., 1990) foi o primeiro a emplear métodos modernos de identificação de partículas (tempo-de-vôo vs. rigidez), para separar antiprotons de  $K^-$ s e  $\mu^-$ s, e *tracking* contínuo para rejeitar prótons. Experimentos subsequentes utilizaram esta mesma técnica para melhorar a sensitividade de medição dos antiprotons de baixas energias. Medidas atuais provêm dados que, em baixas energias, mostram algum excesso, se comparados com as previsões de modelos atuais. Esta discrepância estimula um interesse maior na procura de explicações alternativas, como a possível existência de fontes primárias de antiprotons. Então a estimativa exata do fundo de antiprotons secundários produzidos por espalhamento é imperativo, já que as medidas do fluxo de antiprotons serão muito exatas em baixas energias ( $\sim 100$  MeV - 10 GeV), especialmente nos próximos 10 anos (AMS, BESS, PAMELA, etc.)

## 4.2 Produção de Antiprotons Secundários

Muitas partículas são criadas em colisões nucleares (sendo muitas delas partículas instáveis). Dependendo da energia envolvida no processo, apresentam-se vários canais de interação. Por exemplo, no processo de colisão de prótons,

$$pp \rightarrow pp\pi^0,$$

o próton incidente deve ter uma energia cinética mínima, chamada energia limiar, de 280 MeV para criar um píon neutro. Acrescentando cada vez mais a energia do próton incidente, mais partículas são produzidas, incluindo o antiproton. Resulta experimentalmente, que um antiproton só pode ser produzido acompanhado pela criação de um novo próton,

$$pp \rightarrow pp\bar{p}p. \quad (4.2)$$

Note que pode-se conservar a carga elétrica com menor energia com a reação

$$pp \rightarrow pp\pi^+\bar{p},$$

mas este processo não acontece, assim a conservação da carga não é a única condição para que as partículas possam ser produzidas. É um fato experimental que a conservação do número bariônico deve ser conservado. Isto é generalizado em altas energias para incluir antipartículas com número bariônico -1. Novas partículas podem sempre ser produzidas em energias cada vez mais altas, mas tanto a nova carga total como o novo número bariônico total são iguais a zero (há outras leis de conservação importantes, quando mais partículas exóticas são produzidas). Enfatiza-se, novamente que estes resultados experimentais são inferidos examinando milhões de colisões entre partículas relativísticas.

Consideremos uma partícula de energia  $E$  e o momento  $\mathbf{p}$ . O quadrivetor energiamomento é dado por

$$P^\mu = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right), \quad (4.3)$$

daqui, podemos determinar o invariante de massa

$$P_\mu P^\mu = \frac{E^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = M_{\text{inv}}^2. \quad (4.4)$$

Isto é válido também quando  $\mathbf{p}$  é a soma dos quadrivetores de muitas partículas. Esta relação é uma ferramenta muito útil para calcular muitas quantidades cinemáticas. Para a reação da Equação (4.2) o quadri-momento do próton incidente e do próton alvo são dados respectivamente por:

$$P_{\text{in}} = \left( \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}, \mathbf{p} \right),$$

$$P_{\text{alvo}} = (m, 0),$$

em que  $m$  denota a energia em repouso do próton. Aplicando a Equação (4.4) para o processo da Equação (4.2) temos:

$$\begin{aligned}
M_{\text{inv}}^2 &= (4m)^2 = (P_{\text{in}} + P_{\text{alvo}})^2 \\
16m^2 &= \left( \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} + m^2 \right)^2 - (\mathbf{p}, 0)^2 \\
&= \mathbf{p}^2 + m^2 + m^2 + 2m\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} - \mathbf{p}^2 \\
7m &= \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} = E.
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Assim, um próton incidente de energia  $E = T + m$ , para produzir um antiproton no processo  $pp \rightarrow pp\bar{p}p$ , deverá ter uma energia cinética

$$T_{\text{limiar}} = 6m. \tag{4.6}$$

Para uma colisão do próton incidente com um núcleo de número de massa  $A$ , a energia limiar para a reação  $p-A$  é levemente diferente daquela esperada pelo canal mínimo  $p-p$  ([Kennedy, 2000](#)):

$$T_{\text{limiar}} = \left( 2 + \frac{4}{A} \right) m. \tag{4.7}$$

Outras relações importantes podem ser obtidas a partir da transformação de Lorentz de um sistema colisional de um referencial do centro de massa (CM), para o referencial do laboratório ([Gaisser, 1990](#)):

$$E = \gamma \left( E^* + \beta \sqrt{(E^*)^2 - m^2} \cos \theta^* \right), \tag{4.8}$$

em que  $E^*$  é a energia total da partícula secundária e o  $\theta^*$  é ângulo no qual esta é produzida no referencial CM. A energia da partícula secundária no laboratório está limitada por  $\cos \theta^* = \pm 1$ . Um antiproton produzido quase em repouso no CM segundo a Equação (4.8) terá uma energia no laboratório:

$$E_{\bar{p}} \sim \gamma m. \tag{4.9}$$

Uma outra relação cinemática entre a energia cinética mínima de um antiproton produzido pela interação de um próton com energia total no laboratório  $E_p$ , em uma boa aproximação é dada por (Gaisser, 1990):

$$T_{\bar{p}} \approx \frac{m^2}{E_p - 6m}. \quad (4.10)$$

No meio interestelar, a radiação cósmica, constituída majoritariamente por prótons (e núcleos pesados em proporções muito menores) tem um espectro de energia desde alguns MeV até energias muito maiores que  $T_{\text{limiar}} = 6 \text{ GeV}$  (Equação (4.6)) de produção de antiprotons. Estes prótons da radiação cósmica podem colidir com os núcleos do gás interestelar, gerando muitas partículas secundárias, dentre elas antiprotons com energias dada pela Equação (4.10). Estas partículas secundárias propagam-se no turbulento campo magnético interestelar.

### 4.3 Propagação dos Antiprotons Secundários

Para calcular a abundância esperada de antiprotons, em geral de partículas secundárias na Galáxia, deve-se resolver a equação geral de transporte dos raios cósmicos. Esta equação contém vários termos, tanto de perdas de partículas quanto de suas energias, bem como termos de produção de partículas secundárias. No regime estacionário, a densidade numérica de raios cósmicos secundários por unidade de energia cinética  $N_s(T)$  na Galáxia pode ser calculada pela seguinte equação diferencial:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_s(T, r) = 0 = \rho q_s(T, r) - \nabla \cdot [(\mathbf{u} - \mathbf{D} \nabla) N_s(T, r)] - \frac{N_s(T, r)}{\lambda_{\text{int}}(T)} - \frac{\partial}{\partial T} \left( N_s(T, r) \left\langle \frac{dT}{dt} \right\rangle \right). \quad (4.11)$$

No primeiro termo do lado direito da equação  $q_s$  é a taxa de produção de partículas secundárias —função fonte— por exemplo, partículas que são produzidas pelo espalhamento de raios cósmicos sobre a matéria interestelar. A densidade do gás interestelar  $\rho$  tem uma queda fora do disco da Galáxia.

O próximo termo é a taxa de perda de partículas secundárias devido à difusão (com coeficiente de difusão  $D$ ) e convecção (com velocidade de convecção  $\mathbf{u}$ ) para fora da Galáxia. Não há consenso sobre os detalhes de como as partículas movem-se na Galáxia, exceto sobre valores médios, temporal e espacial, do fluxo secundário. Nesse sentido, pode-se substituir o termo difusão-convecção por  $N_s(T) / \tau_{\text{esc}}(T)$ , em

que  $\tau_{\text{esc}}(T)$  tem diferentes interpretações em diferentes modelos de propagação. No modelo padrão *Leaky Box*,  $\tau_{\text{esc}}$  é o tempo médio de escape da região de confinamento. No modelo de Difusão,  $\tau_{\text{esc}}$  é interpretado como o tempo de residência no disco gasoso da Galáxia. Em ambos os casos, o disco é assumido como a região fonte dos raios cósmicos secundários. A quantidade média de matéria atravessada  $\lambda_{\text{esc}}$  por um raio cósmico com velocidade  $v$ , está relacionada ao tempo médio de esgotamento dos raios cósmicos  $\tau_{\text{esc}}$  (antiprotons) em um meio que o contém mediante  $\lambda_{\text{esc}} \equiv \rho\beta c\tau_{\text{esc}}$ . De forma similar, o tempo característico de interação  $\tau_{\text{int}}$  está relacionado com seu correspondente comprimento de interação por  $\lambda_{\text{int}} \equiv \rho\beta c\tau_{\text{int}}$ . Acredita-se que  $\lambda_{\text{esc}}$  depende da rigidez e não da energia; assim, a dependência energética de  $\lambda_{\text{esc}}$  é diferente para núcleos pesados e antiprotons. Mas podemos supor que antiprotons e núcleos secundários são produzidos na mesma região, e eles difundem-se na Galáxia da mesma forma. Esta suposição sustenta o modelo *Leaky Box* além de outros modelos mais gerais.

O terceiro termo representa as perdas de antiprotons, devido às colisões inelásticas, com tempo de interação característico  $\tau_{\text{int}}$ . Uma partícula secundária pode sobreviver às colisões inelásticas, ainda que com uma energia final menor. Devido ao fato de que o tempo médio de escape  $\tau_{\text{esc}}$  é mais curto do que o tempo de interação  $\tau_{\text{int}}$ . As secundárias sobreviventes farão uma contribuição pequena ao fluxo. Isto é válido especialmente em altas energias, já que  $\tau_{\text{int}}$  decresce com a energia.

O último termo descreve a perda ou ganho de energia das partículas secundárias, quando elas se propagam. O termo  $\langle dT/dt \rangle$  é a taxa média de câmbio de energia para uma partícula secundária de energia cinética  $T$ . A perda de energia é significativa por meio de ionização e espalhamento em um meio tal como plasma, mas ambos são irrelevantes, por exemplo, para antiprotons com energias cinéticas  $\gtrsim 1 \text{ GeV}$ . O termo  $\langle dT/dx \rangle$  pode representar também, possivelmente, a aceleração quando a partícula viaja através da Galáxia. Esta reaceleração pode acontecer em algum nível, mas a sua importância não é conhecida.

A equação de transporte dos raios cósmicos é mais convenientemente expressa em termos do fluxo  $F_s(T) = v_s N_s(T)$  e em termos do comprimento de trajetória de escape e interação. Então a Equação (4.11) se reduz a:

$$\frac{F_{\bar{p}}(T_{\bar{p}})}{\lambda_{\text{esc}}(T_{\bar{p}})} + \frac{F_{\bar{p}}(T_{\bar{p}})}{\lambda_{\text{int}}(T_{\bar{p}})} + \frac{\partial}{\partial T_{\bar{p}}} \left( F_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) \left\langle \frac{dT_{\bar{p}}}{dx} \right\rangle \right) = q_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}). \quad (4.12)$$

Admitindo que antiprótons na Galáxia são uma consequência natural das interações dos raios cósmicos com o gás interestelar, a sua propagação no meio interestelar é governada pela Equação (4.12). O presente trabalho estuda a possibilidade da produção de antiprótons nas proximidades da Terra. Antiprótons podem ser produzidos em interações de raios cósmicos com o material atmosférico terrestre em altitudes bem definidas, com densidades suficientes para induzir uma interação. Estes antiprótons (chamaremos antiprótons magnetosféricos) podem ser capturados e eventualmente confinados pelo campo magnético terrestre, formando um cinturão de radiação de antiprótons, em adição aqueles cinturões de radiação de Van Allen (compostos de prótons e elétrons), de raios cósmicos anômalos de oxigênio ou cinturões de pósitrons confirmados em observações por experimentos a bordo de satélite ([Alcaraz, 2000](#)), dentre outros.

#### 4.4 Produção de Antiprótons Através de Simulações Monte Carlo de Reações Nucleares

Para calcular os produtos das reações nucleares de prótons incidentes em alvos colisionais, tais como H, He e O, aplicamos uma versão do código computacional de reações nucleares (SHIELD) desenvolvido por [Dementyev e Sobolevsky \(1999\)](#). Este código fornece simulações de cascatas interhadrônicas no núcleo. Nele, há uma produção de núcleons, píons, káons, antinúcleons, nêutrons de baixa energia e múons no intervalo de energia desde alguns MeV até 1 000 GeV.

Interações hádron-núcleos são simuladas sob a base de modelos conhecidos de reações nucleares, que descrevem a cascata intranuclear e os estágios pré-compostos da reação, como evaporação/fissão, multifragmentação e decaimento do núcleo residual (ou processo de Fermi). Cada cascata hadrônica é armazenada completamente durante sua simulação. A capacidade do código de transporte hadrônico depende substancialmente do gerador de reação hadron-núcleo usado. No código SHIELD, o modelo de estágio dinâmico principal MSDM (*Many Stage Dynamical Model*) é utilizado para o gerador. Este gerador inclui os conhecidos modelos de reação nuclear desenvolvidos por russos ([Adeev et al., 1972](#); [Barashenkov; Toneev, 1972](#)).

O esquema de reação nuclear baseado sobre o MSDM foi primeiro testado com uma variedade de dados experimentais, sobre colisões hádron-núcleo e colisões núcleon-núcleon, no intervalo de energia do projétil: de aproximadamente 15 MeV até centenas de GeV. No modelo é assumido que os processos de interação nuclear procedem

através dos seguintes estágios:

- a) O estágio rápido de cascata, o qual reduz a interação projétil-alvo em uma série de colisões binárias entre as constituintes nucleares e/ou hadrons produzidos.
- b) O estágio de coalescência seguido por uma cascata, no qual a cascata de bárions pode formar um complexo de partículas.
- c) O estágio de núcleo residual, quando um núcleo tende ao equilíbrio (termalizado) e algumas partículas podem ser emitidas durante este processo de equilíbrio.
- d) O estágio de equilíbrio de desexcitação de núcleos, o qual é seguido pela emissão de partículas pré-equilíbrio que pode ser entendida como uma competição entre o processo de decaimento de Fermi, subsequente evaporação de partículas fragmentadas, fissão nuclear ou processo de multifragmentação.

A seguir listamos os modelos nucleares incluídos no MSDM. Detalhes mais específicos destes modelos de interação nuclear podem ser encontrados nos trabalhos de [Adeev et al. \(1972\)](#) e [Dementyev e Sobolevsky \(1999\)](#). O estágio rápido da cascata de reações abaixo de 600 MeV é tratado com base no modelo russo da cascata Dubna (Baranenkov e Toneev, 1972). Acima de 10 GeV o modelo de *string* independente quark-glúon QGSM (*Quark-Gluon String Model*) é usado, e no intervalo intermediário de 600 MeV uma extensão do QGSM parece dar uma aproximação aceitável. Núcleons secundários podem também formar partículas complexas  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , de acordo com o modelo de coalescência nuclear. A evolução dos núcleos residuais excitados para o estado de equilíbrio é escrita em termos do modelo de pré-equilíbrio baseado na solução Monte Carlo correspondente à equação-master.

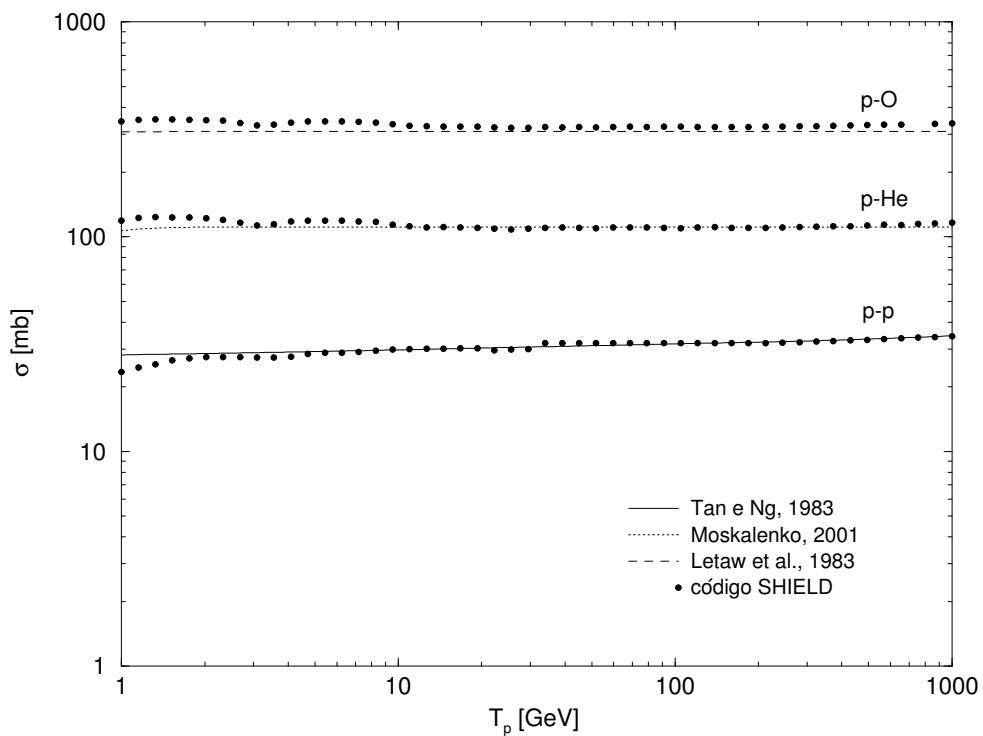
Subsequentes equilíbrios de desexcitação dos núcleos residuais incluem alguns mecanismos. Para núcleos leves ( $A < 16$ ) o modelo modificado do processo de Fermi é aplicado. Núcleos médios e pesados em excitações moderadas (com energias dos núcleos menores que 2 MeV/nuc) sofrem o processo de evaporação incluindo a competição de fissão para núcleos pesados ([Adeev et al., 1972](#)). Núcleos altamente excitados (com energias maiores que 2 GeV/nuc) podem decair em alguns fragmentos excitados, subsequentemente resultar resultando na emissão de partículas, que podem ser descritos de acordo com o modelo estatístico de multifragmentação ([Dementyev; Sobolevsky, 1999](#)).

O código gerador MSDM foi prévia e favoravelmente aplicado no *Internacional Benchmark Calculations* para a comparação dos resultados de reações nucleares.

O código SHIELD fornece uma descrição da produção de núcleos secundários, seu espectro de energia e distribuições angulares. O código usa uma simulação de Monte Carlo tri-dimensional da cascata intranuclear e evaporação, para calcular os produtos secundários das reações energéticas.

#### 4.5 Simulações de Reações próton-núcleo

Aplicando o código SHIELD, foram simulados 100.000 eventos/energia (estatística), com energias do projétil desde 1 até 1.000 GeV, divididas em 50 intervalos iguais na escala logarítmica. Foi utilizado o próton como projétil e, como alvos, núcleos de hidrogênio, hélio e oxigênio. Assim, um total de  $1,5 \times 10^7$  eventos de colisões foi simulado, sendo de nosso interesse o canal de interação  $pA \rightarrow \bar{p}X$  como fonte de antiprotons.



**FIGURA 4.1** - Seção de choque versus energia das interações inelásticas nucleares  $p-p$ ,  $p-He$  e  $p-O$ .

A Figura 4.1 mostra a seção de choque inelástica em função da energia cinética do projétil para os processos de colisão  $p-p$ ,  $p-He$  e  $p-O$ . A seção de choque inelástica para a colisão  $pp$  é comparada com a fórmula dada por [Tan e Ng \(1983c\)](#),

$$\sigma_{pp}^{\text{inel}} = 32,2 [1 + 0,0273 U + 0,01 U^2 \theta(U)] f(T_p) \text{ mb} \quad (4.13)$$

$$f = \begin{cases} 0, & T_p < 0,3 \text{ GeV}; \\ 1 + 2,62 \times 10^{-3} T_p^C, & 0,3 \leq T_p < 3 \text{ GeV}; \\ 1, & T_p \geq 3 \text{ GeV} \end{cases}$$

$$U = \ln(E_p/200),$$

$$C = 17,9 + 13,8 \ln T_p + 4,41 \ln^2 T_p,$$

em que  $\theta(U)$  é a função passo de Heaviside,  $E_p$  e  $T_p$  são a energia total e cinética do próton, respectivamente. A seção de choque para as colisões dos prótons com núcleos de massa atômica  $A \geq 4$  é comparada com a fórmula adotada por [Letaw et al. \(1983\)](#), na qual a seção de choque inelástica próton-núcleo é expressa por

$$\sigma_{pA}^{\text{inel}} = 45 A^{0,7} \delta(T_p) [1 + 0,016 \sin(5,3 - 2,63 \ln A)] g(T_p) \text{ mb} \quad (4.14)$$

$$g = \begin{cases} 1 - 0,62 \exp(-T_p/0,2) \sin \left[ \frac{10,9}{(10^3 T_p)^{0,28}} \right], & T_p \leq 3 \text{ GeV}; \\ 1, & T_p > 3 \text{ GeV}; \end{cases}$$

$$\delta = \begin{cases} 1 + 0,75 \exp(-T_p/0,075), & \text{para o berílio;} \\ 1, & \text{caso contrário;} \end{cases}$$

No caso da colisão  $p-He$ , uma relação mais exata da seção de choque inelástica no

intervalo 0,01-50 GeV foi parametrizada por [Moskalenko \*et al.\* \(2002\)](#),

$$\sigma_{pHe}^{\text{inel}} = 111 \left\{ 1 - \exp(-3,84(T_p - 0,1)) \left( 1 - \sin[9,72 \log^{0,319}(10^3 T_p) - 4,14] \right) \right\} \text{ mb.} \quad (4.15)$$

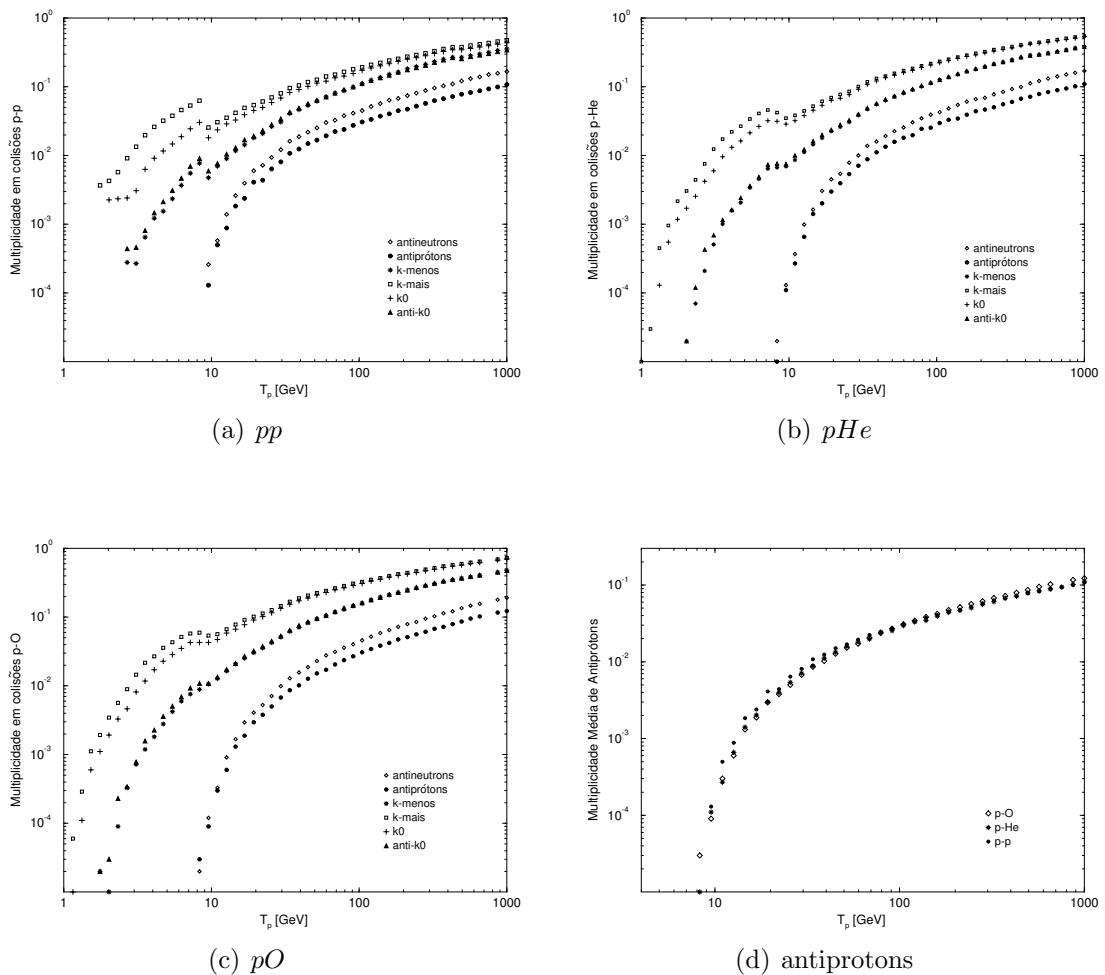
Da Figura 4.1 observamos que a  $\sigma_{\bar{p}A}^{\text{inel}}$  é aproximadamente constante no intervalo de energia de 1 até 1000 GeV. Porém, para  $T_p \lesssim 1$  GeV isto não é verdadeiro. Contudo, para estas energias a produção de antiprótons não é possível (Equação (4.7)). Comparações entre os valores a partir das simulações com o código SHIELD e parametrizações da seção de choque inelástica para uma colisão  $p-A_i$ , realizadas por outros autores, são satisfatórias. O subíndice  $i (= 1, 2, \text{ e } 3)$  rotula as colisões  $p-p$ ,  $p-He$  e  $p-O$ .

A multiplicidade de algumas partículas e antipartículas em função da energia do projétil próton para as colisões  $p-p$ ,  $p-He$  e  $p-O$ , provenientes das simulações com o código SHIELD, é ilustrada nas Figuras 4.2(a-d). Pode-se observar que a energia limiar para a produção de antiprótons e antinêutrons ocorre próxima de 6 GeV, conforme esperado em função da Equação (4.6). Adicionalmente, outros produtos das colisões, i. e.,  $\bar{K}^0$  e  $K^-$ , para serem produzidos precisam de uma energia limiar de aproximadamente 2 GeV. Para os  $K^0$  e  $K^+$  a energia limiar é ainda menor, aproximadamente 1 GeV. Um aspecto interessante dos antiprótons é a alta energia requerida para sua produção. Acrescentando a energia do projétil próton, a multiplicidade das partículas diminui como consequência do início de um novo canal de reação. Na Figura 4.2(d) compara-se a multiplicidade dos antiprótons para reações  $p-p$ ,  $p-He$  e  $p-O$ . A energia limiar é praticamente a mesma, além de apresentarem multiplicidades similares.

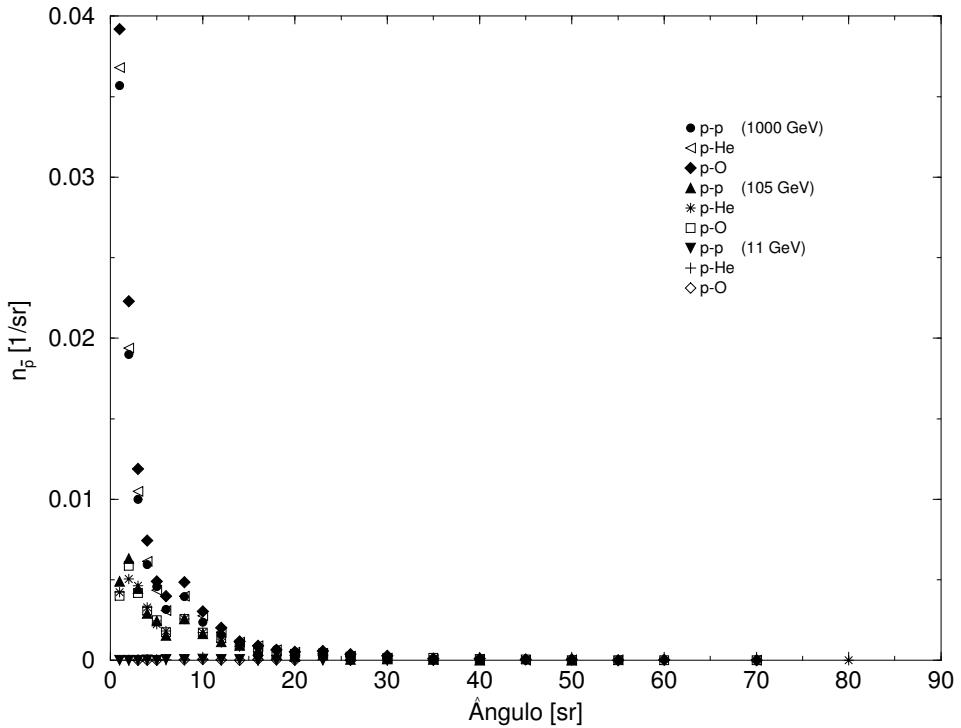
Antiprótons são produzidos em pequenos ângulos (Figura 4.3), com uma maior distribuição angular ao redor da direção de incidência do projétil, nos três casos de colisões simulados. Sob este argumento, nos subsequentes cálculos, desconsideraremos a dependência angular.

Para a fonte de antiprótons por meio do canal de interação  $pp \rightarrow p\bar{p}p\bar{p}$ , com a energia limiar de aproximadamente 6 GeV definimos o espectro de antiprótons por

$$Y_{\bar{p},i}(T_p \rightarrow T_{\bar{p}}) = \frac{dN_{\bar{p}}}{dT_{\bar{p}}}, \quad (4.16)$$



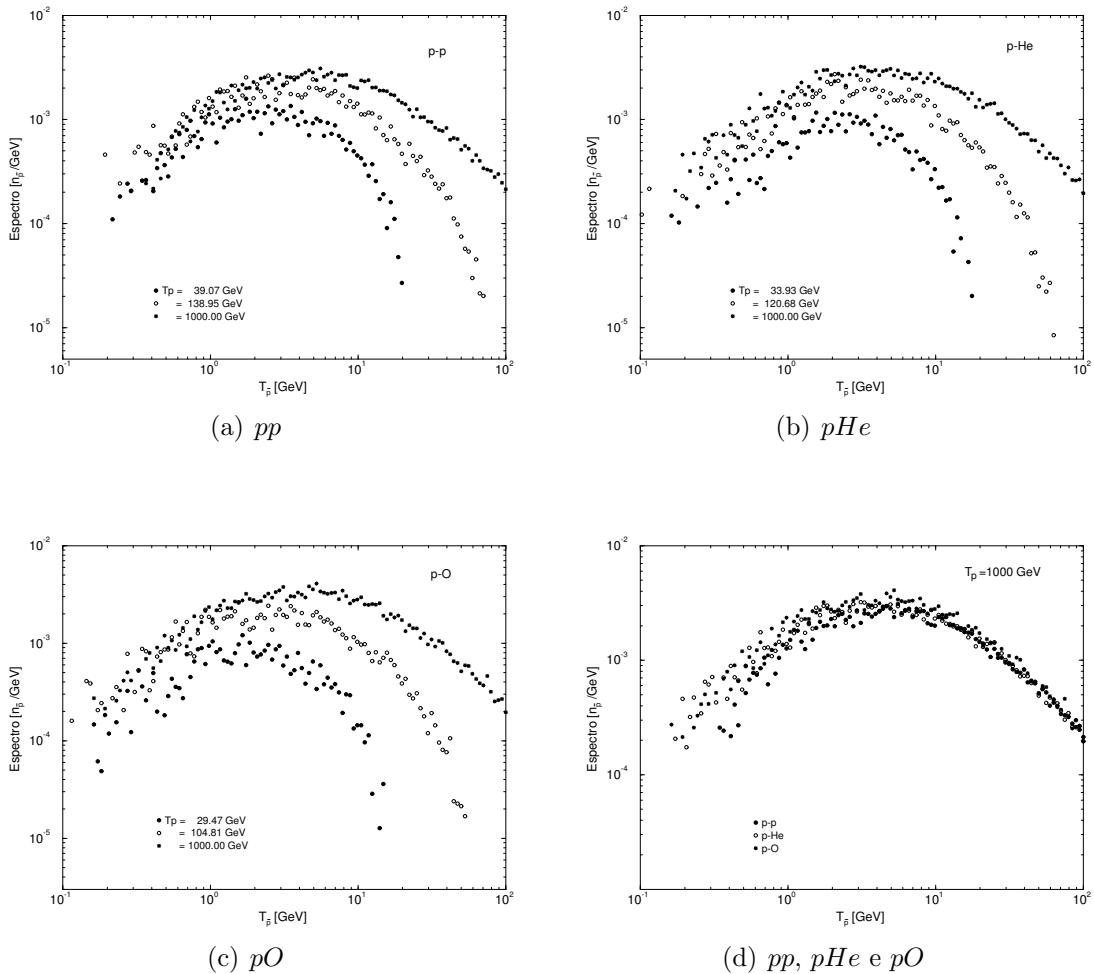
**FIGURA 4.2** - Multiplicidade de: (a-c) partículas e (d) antiprotons produzidos em colisões inelásticas.



**FIGURA 4.3** - Distribuição angular de antiprotons nas interações  $p-A_i$ .

em que  $T_p$  é a energia cinética do próton incidente;  $T_{\bar{p}}$  e  $N_{\bar{p}}$  denotam a energia cinética e o número dos antiprotons resultantes das colisões, respectivamente.

Como exemplo, a Figura 4.4(a) mostra o espectro dos antiprotons obtido segundo a Equação (4.16) na interação  $p-p$ , para prótons incidentes com energias de 39, 139 e 1 000 GeV, normalizadas para os 100.000 eventos. De forma similar, mas para prótons incidentes com diferentes energias, são mostrados os espectros de antiprotons para as interações  $p-He$  e  $p-O$  (Figura 4.4(b-c)). Nestas figuras observamos claramente que o espectro apresenta um pico em  $T_{\bar{p}} \sim 2$  GeV com leve dependência da energia  $T_p$ , isto é: para  $T_p$  maiores o espectro apresenta um pico em  $T_{\bar{p}} \sim 4$  GeV. Um detalhe importante dos espectros pode ser observado na Figura 4.4(d), onde a produção de antiprotons com energias  $T_{\bar{p}} < 2$  GeV é relativamente maior em colisões do próton incidente, com núcleos colisionais de maior número de massa  $A$ .



**FIGURA 4.4** - Espectro dos antiprotons obtido nas simulações pelo código SHIELD nas reações  $pp$ ,  $pHe$  e  $pO$ .

## 4.6 Função Fonte de Antiprótons Secundários

Nesta seção calcularemos simultaneamente a taxa de produção de antiprótons secundários interestelares e magnetosféricos, provenientes das interações nucleares das partículas dos raios cósmicos com o gás interestelar e hipoteticamente com o gás do meio atmosférico terrestre, respectivamente.

A função fonte interestelar e/ou atmosférica de antiprótons secundários envolve uma convolução do espectro de antiprótons sobre o fluxo dos raios cósmicos (majoritariamente prótons) e a taxa de colisão, que pode ser expressa por

$$q_{\bar{p},i}(T_{\bar{p}}) = \int_{T_{\bar{p}}}^{+\infty} \Gamma_{p,i}(T_p) Y_{\bar{p},i}(T_p \rightarrow T_{\bar{p}}) F_p(T_p) dT_p. \quad (4.17)$$

A taxa de colisão (i. e., probabilidade de interação  $p - A_i$ ) é definida em função da seção de choque  $\sigma_{pA_i}$ , por

$$\Gamma_{p,i}(T_p) = \frac{N_o \sigma_{pA_i}}{A_i} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}, \quad (4.18)$$

em que  $N_o$  é o número de Avogadro e  $A_i$  é o número de massa do alvo. Os valores de  $\sigma$  para cada colisão foram graficados na Figura 4.1.

O espectro diferencial de antiprótons  $Y_{\bar{p}}$ , produzido durante uma única colisão, foi previamente definido na Equação (4.16) (alguns exemplos demonstrativos são mostrados nas Figuras 4.4(a-d)).

A função fonte de antiprótons definida na Equação (4.17), depende diretamente do fluxo dos raios cósmicos primários, e alguma incerteza na normalização ou na forma do seu espectro de energia, conduz a uma incerteza no cálculo da função fonte. A Figura 4.5 mostra o espectro interestelar das espécies mais abundantes nos raios cósmicos: prótons e núcleos de hélio. A abundância de núcleos mais pesados pode ser desprezada neste contexto. Recentes medições no topo da atmosfera, feitos pelos experimentos BESS (*Balloon Borne Experiment with Superconducting Solenoid*) (Sanuki; et al., 2000; Wang; et al., 2002), CAPRICE (*Cosmic Antiparticle Ring-Imaging Cerenkov Experiment*) (Boezio; et al., 1999) e o experimento IMAX (*Isotope Matter-Antimatter Experiment*) (Menn; et al., 2000) dentre outros, reduzem dramaticamente

as incertezas, tanto para o espectro de prótons como para núcleos de hélio. Porém, em energias muito mais altas, os dados de diferentes experimentos são frequentemente incompatíveis. Medições em câmaras de emulsão pela Colaboração RUNJOB (*Russia-Nippon Joint Balloon-program*) na faixa de  $10^3$  até  $10^5$  GeV/nuc também são mostradas ([Apanasenko, 2001](#)). Com base nos dados experimentais, o fluxo dos raios cósmicos primários pode ser representado por uma lei de potências:

$$F(T_p) = (8,03 \pm 1,36) \times 10^3 T_p^{-2,61 \pm 0,04} \left( \text{m}^2 \text{ sr s GeV} \right)^{-1}, \quad (4.19)$$

para prótons com energia cinética entre 10 e 1000 GeV, e:

$$F(T_{He}) = (4,33 \pm 1,05) \times 10^2 T_{He}^{-2,63 \pm 0,08} \left( \text{m}^2 \text{ sr s GeV/nuc} \right)^{-1}, \quad (4.20)$$

para núcleos de hélio entre 10 e 1000 GeV/nuc<sup>1</sup> Estas relações indicam que a radiação cósmica está maioritariamente constituída por prótons.

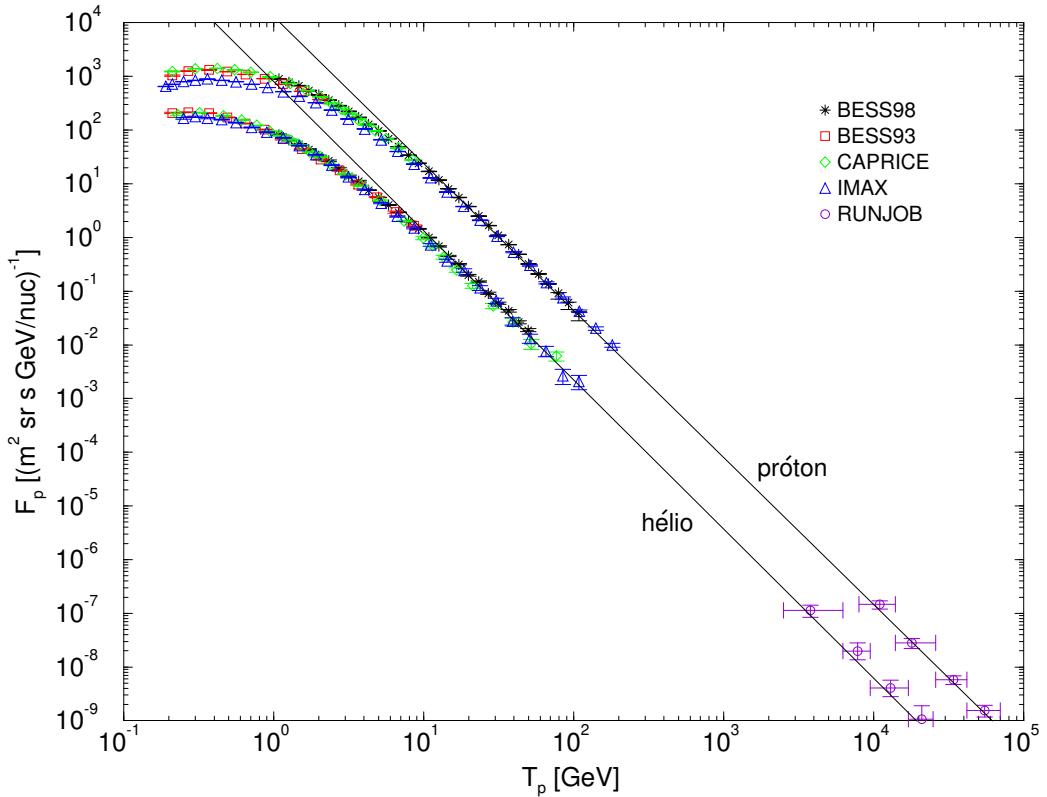
Apesar de os raios cósmicos experimentarem modulação solar em energias  $< 10$  GeV, detalhes do procedimento de modulação não são importantes, porque para estas energias a produção de antiprotons não é possível. No intervalo de 10-1000 GeV, um erro de  $\pm 0,04$  no índice espectral pode conduzir a uma dispersão de 15% no fluxo interestelar de antiprotons.

Embora não tenhamos calculado o espectro de antiprotons resultantes das colisões dos núcleos de hélio (ou núcleos mais pesados) com alvos colisionais  $Y_{\bar{p}}(T_{He} \rightarrow T_{\bar{p}})$ , o seu efeito pode ser expresso por um fator multiplicativo  $\varepsilon$ , que acrescenta a função fonte com aproximadamente 1,2 ([Gaisser; Schaefer, 1992; Sina \*et al.\*, 2001; Tan; Ng, 1983b](#)), considerando que a composição no meio interestelar é de 93% de prótons e 7% de núcleos de hélio, aproximadamente (ver Figura 4.5).

No processo padrão de colisão de um próton de alta energia com um próton em repouso, produzem-se hadrons, majoritariamente píons, os quais decaem e são a principal fonte de emissão de raios- $\gamma$ . Durante o processo de fragmentação, quando a colisão inelástica produz *coloured strings*, ressonâncias tais como  $\Lambda^0$ ,  $\Delta^-$ ,  $\Delta^{--}$

---

<sup>1</sup>A unidade núcleo por energia por núcleon é apropriado para os cálculos da propagação por que a energia por núcleon permanece essencialmente inalterado em processos de espalhamento



**FIGURA 4.5** - Fluxo interestelar de partículas como uma função da energia cinética por núcleon, observados por vários grupos.

ou  $\Sigma^-$  são produzidas, e subseqüentemente decaem em antiprotons, bem como em antineutrons, com a mesma taxa. Estes antineutrons decaem em antiprotons em uma escala de tempo  $\ll \tau_{\text{esc}}$ <sup>2</sup>. Um fator multiplicativo de  $\eta = 2$  na função fonte inclui a produção de antiprotons pelo decaimento de antineutrons (Gaisser; Levy, 1974; Tan; Ng, 1983a). Este fator pode ser desconsiderado quando a região fonte de antiprotons é a magnetosfera. Neste caso os antineutrons saem da região antes de decair ( $\eta = 1$ ). Com estas considerações reescreveremos a função fonte como,

$$q_{\bar{p},i}(T_{\bar{p}}) = \eta \varepsilon \int_{T_{\bar{p}}}^{+\infty} \Gamma_{p,i}(T_p) Y_{\bar{p},i}(T_p \rightarrow T_{\bar{p}}) F_p(T_p) dT_p. \quad (4.21)$$

<sup>2</sup>Considerando a relação  $\lambda_{\text{esc}} \equiv \beta c \rho \tau_{\text{esc}}$ , tem-se que para um valor nominal de  $\lambda_{\text{esc}} \sim 10 \text{ g/cm}^2$  e para uma densidade nominal do disco gasoso galáctico de um átomo de hidrogênio por centímetro cúbico, encontra-se que  $\tau_{\text{esc}} \sim 6 \times 10^6$  anos.

O ambiente interestelar e atmosférico está povoado por diferentes materiais e com diferentes densidades. Para estimar a contribuição efetiva de núcleos nas colisões, para a produção de antiprotons, devemos conhecer a sua composição e densidade de elementos que a constituem. No caso do meio interestelar adotaremos os valores de [Simon \*et al.\* \(1998\)](#), listados na Tabela 4.1, o qual é normalizado a 1 hidrogênio/cm<sup>3</sup>

**TABELA 4.1** - Composição do gás interestelar

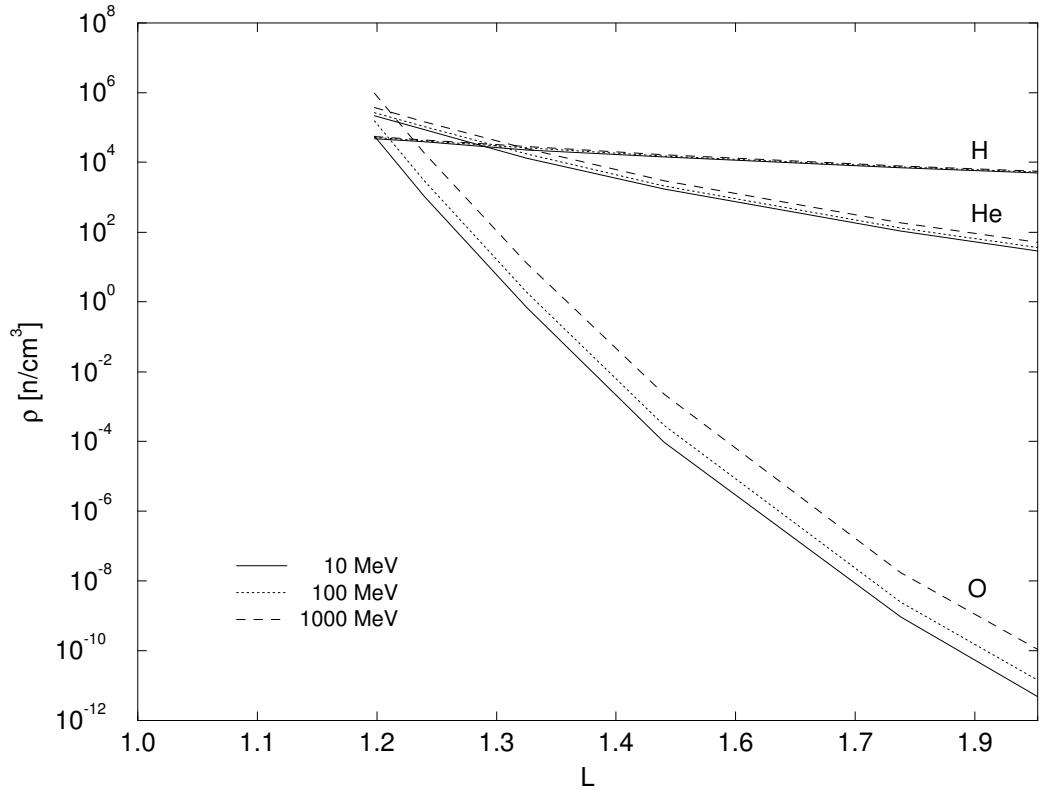
Alvo	$n_i$ cm <sup>-3</sup>
H	1
He	0,1
C	$5 \times 10^{-4}$
N	$8 \times 10^{-5}$
O	$8 \times 10^{-4}$

A composição e densidades numéricas das componentes atmosféricas, segundo o modelo termosférico MSIS-86 ([Hedin, 1987](#)), baseado nos dados do radar *Mass Spectrometer Incoherent Scatter*, têm uma dependência com o parâmetro  $L$  calculada por [Pugacheva \*et al.\* \(1998\)](#), mostrada na Figura 4.6. Pode-se observar uma maior densidade de elementos povoando a região  $L \approx 1, 2$ , com um decréscimo rápido em função da altitude, particularmente do oxigênio. É natural pensar que a região  $L \approx 1, 2$  é uma região propícia para uma colisão nuclear dos raios cósmicos primários com o material atmosférico e, consequentemente, produzir antiprotons. Lembrando que os raios cósmicos são a única fonte com energias  $T > T_{\text{limiar}}$  para a produção de antiprotons na região magnetosférica.

A densidade numérica total de núcleos interagindo com prótons cósmicos é calculada mediante

$$\rho_{\text{total}} = \sum_i n_i A_i, \quad (4.22)$$

em que  $A_i$  é o número de massa atômica do núcleo do alvo. A proporção para cada componente de tipo  $i$  é



**FIGURA 4.6** - Dependência sobre  $L$  das densidades atmosféricas de H, He e O.

$$P_i = \frac{\rho_i A_i}{\rho_{total}}. \quad (4.23)$$

Esta proporção de núcleos interagindo para o meio interestelar e atmosférico é listada na Tabela 4.2.

A função fonte interestelar e atmosférica de antiprotons secundários é a soma proporcional das contribuições parciais de cada colisão,

$$q_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) = \sum_i P_i q_{\bar{p},i}(T_{\bar{p}}). \quad (4.24)$$

Na Figura 4.7 mostra-se a função fonte segundo a Equação (4.24). A mesma figura

**TABELA 4.2** - Proporção de elementos populando o meio interestelar e atmosférico

elemento	interestelar	atmosférico
H	0,7057	0,0143
He	0,2803	0,2982
O	0,0090	0,6874

**TABELA 4.3** - Coeficientes de parametrização da função fonte

$q_{\bar{p}}$	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$	$c_5$	$c_6$	$c_7$	$c_8$
Interest.	0,696	2,68	385,29	60,28	100,02	3,60	-0,315	0,008
Magnetos.	0,068	2,40	98,48	-54,04	71,44	2,61	0,060	0,055

mostra a parametrização dos resultados da simulação à função

$$q_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) = \frac{c_1 T_{\bar{p}}^{-c_2}}{(1 + c_A T_{\bar{p}}^{-c_B})}. \quad (4.25)$$

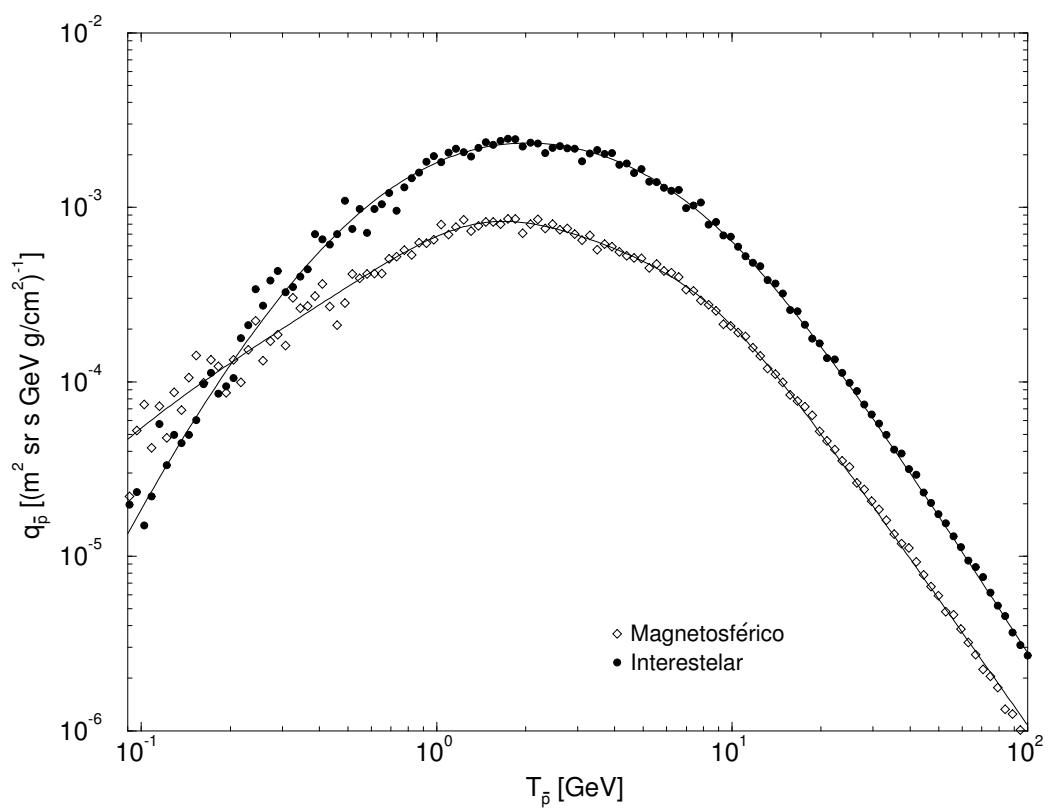
para  $0,1 < T_{\bar{p}} < 100 \text{ GeV}$ , em que

$$c_A = c_3 + c_4 \ln T_{\bar{p}} + c_5 \ln^2 T_{\bar{p}}$$

$$c_B = c_6 + c_7 \ln T_{\bar{p}} + c_8 \ln^2 T_{\bar{p}}$$

Os valores de  $c_1 - c_8$  são listados na Tabela 4.3 para a função fonte interestelar e atmosférico de antíprótons.

Um aspecto interessante pode ser observado na Figura 4.7. A diferença no perfil da curva da função fonte interestelar e atmosférica. Para energias menores que 2 GeV (onde acontece a máxima produção de antíprótons) a produção de antíprótons é relativamente maior no caso atmosférico. Segundo a Tabela 4.2, as colisões dos prótons da radiação cósmica com núcleos atmosféricos mais pesados (oxigênio e hélio) são a contribuição mais importante na produção de antíprótons. No caso interestelar a contribuição vem principalmente da colisão  $p-p$ . A diferença no perfil da função fonte interestelar e atmosférica está relacionada à diferença dos espectros dos antíprótons emergentes das interações  $p-A_i$ , Figura 4.4(d).



**FIGURA 4.7** - Função fonte interestelar (círculos) e atmosférico em altitude  $L \sim 1,2$  (diamantes) de antiprotons secundários.

## CAPÍTULO 5

### FLUXO INTERESTELAR DE ANTIPRÓTONS SECUNDÁRIOS

Os antiprotons, uma vez produzidos no meio interestelar, propagam-se através do turbulento campo magnético da Galáxia, onde as irregularidades desse campo atuam como centros de espalhamentos. O fluxo de antiprotons depende tanto da sua taxa de produção como da sua propagação na Galáxia. Como as observações são feitas em aproximadamente 1 UA<sup>1</sup>, os fluxos observados também dependem do grau de modulação solar, dentro do sistema solar. Para determinar o fluxo interestelar de antiprotons, aplicaremos a fórmula básica que descreve a propagação dos raios cósmicos no contexto do modelo padrão *Leaky Box*.

#### 5.1 Difusão

Inicialmente assume-se como o parâmetro mais importante na propagação dos antiprotons o comprimento de trajetória de escape  $\lambda_{\text{esc}}$ . Posteriormente, estuda-se a importância do comprimento de trajetória de interação  $\lambda_{\text{int}}$  no cálculo do fluxo interestelar de antiprotons secundários. O termo que descreve a taxa de perda média de energia  $\langle dE/dx \rangle$  por espalhamento e ionização dos antiprotons, quando eles se propagam, é irrelevante para antiprotons com energias  $\gtrsim 1 \text{ GeV}$  e sua importância na Equação (4.12) pode ser considerada desprezível.

O comprimento de trajetória de escape,  $\lambda_{\text{esc}}$ , governa a propagação dos raios cósmicos. Ele pode ser entendido como a espessura média de matéria atravessada pelos raios cósmicos antes de sair da Galáxia. Esta quantidade é derivada da razão da intensidade de raios cósmicos primários-secundários. Observações mostram que  $\lambda_{\text{esc}} \approx 6 - 8 \text{ g/cm}^2$ , para partículas com energias  $\lesssim 1 \text{ GeV/nuc}$  (Webber *et al.*, 1990), e que  $\lambda_{\text{esc}}$  decresce com a energia para  $\sim 1 \text{ GeV/nuc}$  (Bloemen *et al.*, 1993). O comprimento de trajetória de escape foi parametrizado por Jones *et al.* (2001), utilizando valores atuais de seções de choque para calcular a razão primária-secundária de B/C e sub-Fe/Fe<sup>2</sup> para diferentes modelos, por exemplo, para o modelo *Leaky Box*, Vento Galáctico, Difusão Turbulenta e Reaceleração Estocástica, cujas equações podem ser

---

<sup>1</sup>Unidade Astronômica, UA =  $1,496 \times 10^8 \text{ km}$

<sup>2</sup>A quantidade de núcleos secundários de raios cósmicos produzidos através de espalhamentos de núcleos pesados, e as interações destas secundárias com o gás interestelar, são características importantes da propagação dos raios cósmicos. O comprimento de trajetória de escape  $\lambda_{\text{esc}}$  é determinada ajustando observações da razão de núcleos secundários aos núcleos primários e. g., a razão boro/carbono ou sub-ferro/ferro (sub-ferro denota secundárias com  $Z = 21 - 23$ )

representadas (em unidades de  $\text{g}/\text{cm}^2$ ), respectivamente, como a seguir:

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{esc}}^{\text{lb}} &= \begin{cases} \lambda_0 \beta, & \mathfrak{R} < \mathfrak{R}_0, \\ \lambda_0 \beta (\mathfrak{R}/\mathfrak{R}_0)^{-a}, & \mathfrak{R} \geq \mathfrak{R}_0, \end{cases} \\ \lambda_{\text{esc}}^{\text{wg}} &= \beta \lambda_0 \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{1}{\beta (\mathfrak{R}/\mathfrak{R}_0)^a} \right) \right\}, \\ \lambda_{\text{esc}}^{\text{dif}} &= \frac{\beta \lambda_0 \beta}{1 + \beta (\mathfrak{R}/\mathfrak{R}_0)^a}, \\ \lambda_{\text{esc}}^{\text{ae}} &= \lambda_0 \mathfrak{R}^{-a},\end{aligned}$$

em que  $\beta = v/c$  representa a velocidade do antiproton interestelar e  $\mathfrak{R}$  ( $\equiv pc/Ze$ ,  $p$  e  $e$  denotam o momento e a unidade de carga) a rigidez<sup>3</sup>, embora exista incompatibilidade com os resultados de [Gupta e Webber \(1989\)](#), especialmente na parametrização do modelo *Leaky Box*. Os parâmetros  $\lambda_0$ ,  $\mathfrak{R}_0$  e  $a$  são determinados a partir dos valores da densidade da matéria no disco galáctico, do tamanho do halo, e do espectro da turbulência magnética. Para cada modelo, são fornecidos os valores desses parâmetros na Tabela 5.1 ([Jones \*et al.\*, 2001](#)), e ilustrada na Figura 5.1.

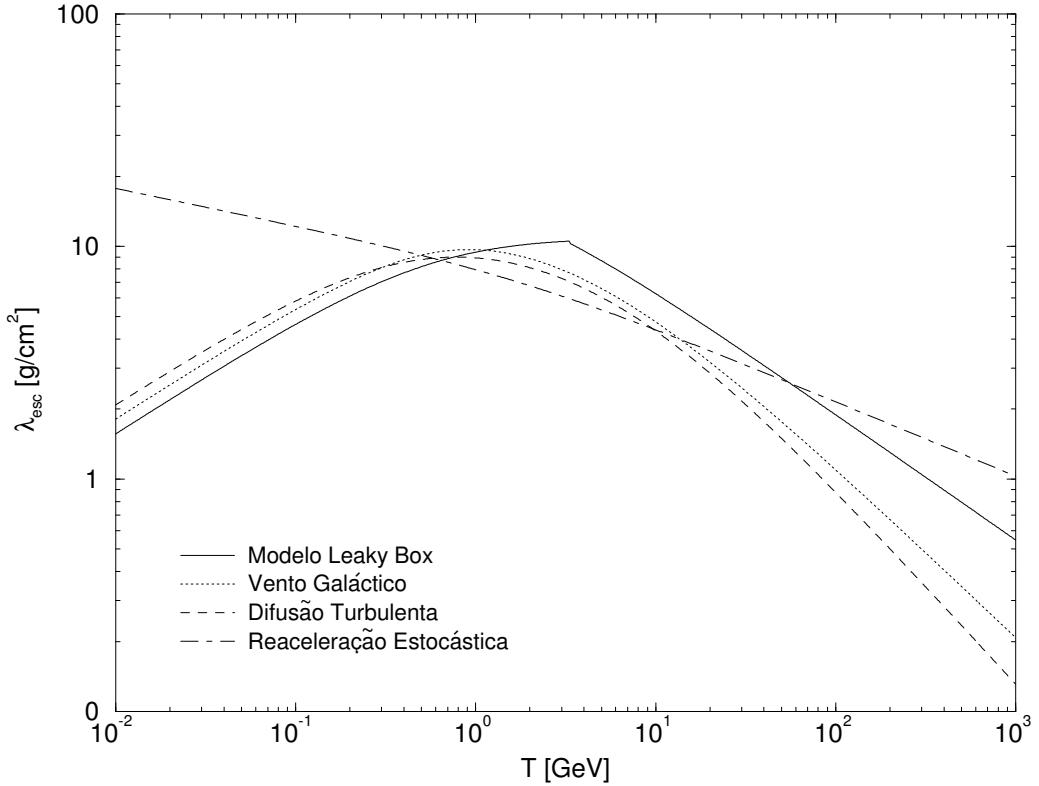
**TABELA 5.1** - Parâmetros para  $\lambda_{\text{esc}}$  para os modelos considerados

modelo	$\lambda_0$ $\text{g}/\text{cm}^2$	$\mathfrak{R}_0$ $\text{GV}$	$a$
Leaky Box	11,8	4,9	0,54
Vento Galáctico	12,5	11,8	0,74
Difusão Turbulenta	14,5	15,0	0,85
Reacceleração Estocástica	9,4	-	0,30

A variação do  $\lambda_{\text{esc}}$  em função da energia cinética, para cada modelo, é ilustrada na Figura 5.1<sup>4</sup>. Se o parâmetro  $\lambda_{\text{esc}}$  reflete as condições físicas mais importantes da

<sup>3</sup>A rigidez tem dimensões de energia sobre carga, unidades de GeV por carga denota-se por GeV.

<sup>4</sup>O modelo *Leaky Box* considera que os raios cósmicos e o meio onde eles propagam-se estão homogeneamente distribuídos em um *box* de tamanho e forma indeterminada. Neste modelo o único parâmetro independente é a quantidade de matéria atravessada pelos raios cósmicos, quando eles difundem-se fora da Galáxia. O modelo de Vento Galáctico uni-direcional considera a difusão dos raios cósmicos nos campos magnéticos da Galáxia e com velocidade de convecção constante, em forma de vento dirigido para fora do disco da Galáxia. No modelo de Difusão Turbulenta, a



**FIGURA 5.1** - Dependência com a energia do comprimento de trajetória de escape equivalente dos modelos: *curva sólida*, Modelo Leaky Box; *curva pontilhada*, Vento Galáctico; *curva tracejado*, Difusão Turbulenta; *curva ponto tracejada*, Reacceleração Estocástica.

propagação dos antiprotons no meio interestelar, a Equação (4.12) se reduz à forma mais simples:

$$F_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) = \lambda_{\text{esc}}(T_{\bar{p}}) q_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}). \quad (5.1)$$

O fluxo interestelar de antiprotons secundários estimado a partir da Equação (5.1) — e da função fonte interestelar parametrizada pela Equação (4.25) (ver Figura 4.7) — para os comprimentos de trajetória de escape equivalente, para os modelos listados

---

velocidade de convecção não é regular, o fluxo é turbulento e o transporte dos raios cósmicos é aleatório. No modelo de Reacceleração Estocástica, a difusão espacial é provida pela dispersão dos raios cósmicos por ondas hidromagnéticas aleatórias. Aqui, as flutuações magnéticas movem-se provocando a difusão dos raios cósmicos no espaço.

na Tabela 5.1, é mostrado na Figura 5.2 junto com dados experimentais de repetidos vôos a bordo de balão do espectrômetro BESS; BESS(98) (Maeno; et al., 2001); BESS(95+97) (Orito; et al., 2000); CAPRICE(94) (Boezio; et al., 1997); CAPRICE(98) (Boezio; et al., 2001); IMAX (Mitchell; et al., 1996); BESS(99), BESS(200)\*<sup>5</sup> (Asaoka, 2002); MASS(91) (Hof; et al., 1996). Estes experimentos operaram em altitudes de 40 km, em curtos intervalos de observação, ao redor de 24 horas. Ainda há uma quantidade residual de atmosfera terrestre acima do aparato do detector nestas altitudes, o qual pode interagir com os raios cósmicos, complicando a identificação de partículas.

A relativa dispersão dos dados experimentais deve-se também, em parte, às diferentes técnicas utilizadas para a identificação de partículas. O experimento IMAX utiliza um detector aerogel de Cherenkov para medir antiprotons com energias até alguns GeV, enquanto que o instrumento CAPRICE emprega a técnica *ring imaging* para medir antiprotons com energias até 50 GeV. O experimento MASS91 utiliza um espectrômetro magnético. O experimento BESS, o qual tem uma resposta geométrica em uma ordem de magnitude maior que os experimentos anteriormente citados, apresenta dados com boa estatística e utiliza um espectrômetro supercondutor tipo solenóide para medir antiprotons na faixa de 0,2 até 10 GeV.

Os resultados da nossa modelagem de fluxo interestelar dos antiprotons está em boa concordância com o fluxo observado experimentalmente.

## 5.2 Difusão e Interações

A taxa de destruição e perda de energia dos antiprotons no meio interestelar é considerada muito pequena, mas não pode ser ignorada. A contribuição devido às interações dos antiprotons é determinada pelo comprimento de trajetória de interação  $\lambda_{\text{int}}$  para as colisões inelásticas (aniquilação e não-aniquilação). Com boa aproximação, podemos incluir só interações com o hidrogênio que é o elemento mais abundante do meio interestelar. Nestas condições,  $\lambda_{\text{int}}$  pode ser expresso por

$$\lambda_{\text{int}}(T_{\bar{p}}) = \frac{m_{\text{H}}}{\sigma_{\bar{p}p}^{\text{int}}(T_{\bar{p}})} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}. \quad (5.2)$$

em que  $m_{\text{H}}$ , e  $\sigma_{\bar{p}p}^{\text{int}}(T_{\bar{p}})$  denotam a massa do alvo e a seção de choque inelástica.

---

<sup>5</sup>Medidas realizadas durante um período de alta atividade solar

Segundo [Tan e Ng \(1982\)](#), a seção de choque inelástica total da colisão antiproton-próton em função da energia cinética do antiproton pode ser expressa por (ver Figura 5.3),

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{int}} = \begin{cases} 24.7 (1 + 0.584 T_{\bar{p}}^{-0.115} + 0.856 T_{\bar{p}}^{-0.566}), & T_{\bar{p}} \leq 14 \text{ GeV}; \\ \sigma_{pp}^{\text{int}} + \sigma_{\bar{p}p}^a, & T_{\bar{p}} > 14 \text{ GeV}; \end{cases} \quad (5.3)$$

e a seção de choque de aniquilação por

$$\sigma_{\bar{p}p}^a = \begin{cases} 661 (1 + 0.0115 T_{\bar{p}}^{-0.779} - 0.948 T_{\bar{p}}^{-0.0151}), & T_{\bar{p}} \leq 10 \text{ GeV}; \\ 2 \times 35.43 s^{-0.56}, & T_{\bar{p}} > 10 \text{ GeV}; \end{cases} \quad (5.4)$$

em que  $s = 2m_p (E_{\bar{p}} + m_p)$  é o quadrado da energia do sistema CM, e  $m_p$  é a massa de repouso do próton. A seção de choque de não-aniquilação pode ser calculada mediante a relação abaixo:

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{não}} = \sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} - \sigma_{\bar{p}p}^a. \quad (5.5)$$

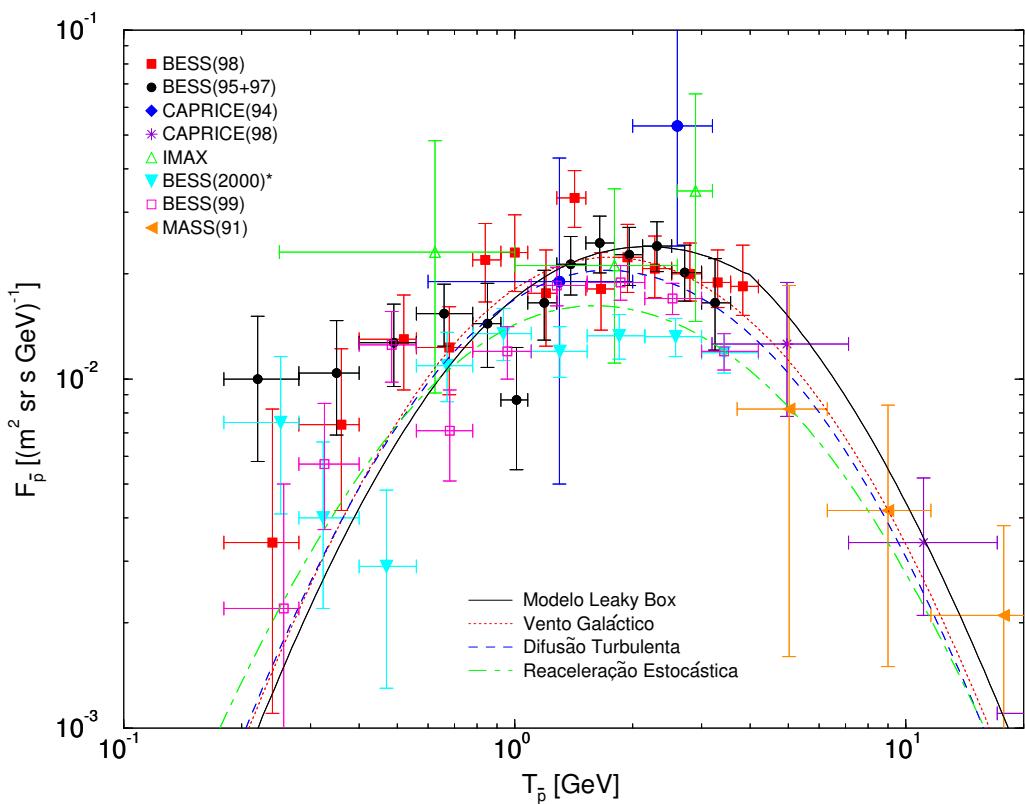
O fluxo de antiprotons secundários, incluindo o termo de perdas por interação na Equação (4.12), pode ser expresso por:

$$F_{\bar{p}} (T_{\bar{p}}) = \frac{\lambda_{\text{esc}} (T_{\bar{p}})}{1 + \lambda_{\text{esc}} (T_{\bar{p}}) / \lambda_{\text{int}} (T_{\bar{p}})} q_{\bar{p}} (T_{\bar{p}}). \quad (5.6)$$

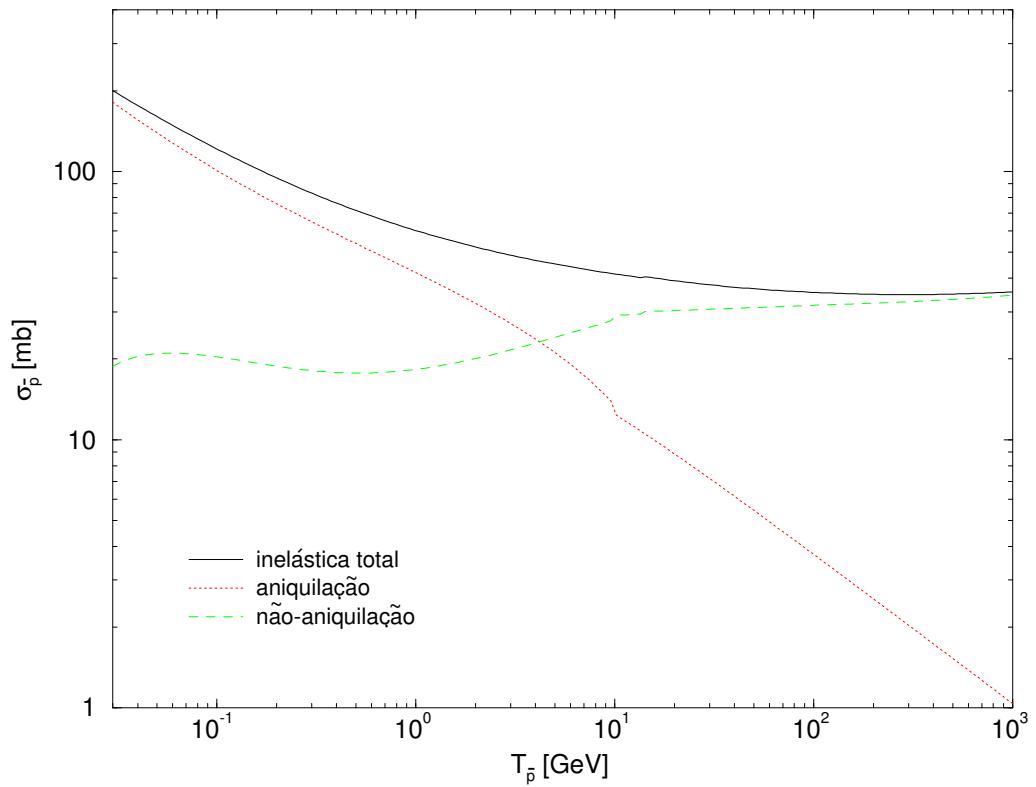
O comprimento de trajetória de escape  $\lambda_{\text{esc}}$  e interação  $\lambda_{\text{int}}$ , mais a quantidade  $\lambda_{\text{esc}} / (1 + \lambda_{\text{esc}} / \lambda_{\text{int}})$  em função da energia, é mostrado na Figura 5.4. O fluxo de antiprotons a ser observado é mostrado na Figura 5.5 para o modelo *Leaky Box*.

Pela Figura 5.5, podemos observar que o fluxo de antiprotons estimado, em geral, é consistente com as observações realizadas por vários experimentos. Para baixas energias, i. e., para  $T_{\bar{p}} < 2 \text{ GeV}$ , os dados experimentais apresentam algum excesso se comparados à nossa estimativa, bem como as estimativas de outros autores. Progressos teóricos para explicar esta discrepância tomaram várias direções, considerando vários ingredientes teóricos compilados por [Donato et al. \(2001\)](#). Todos estes ingredi-

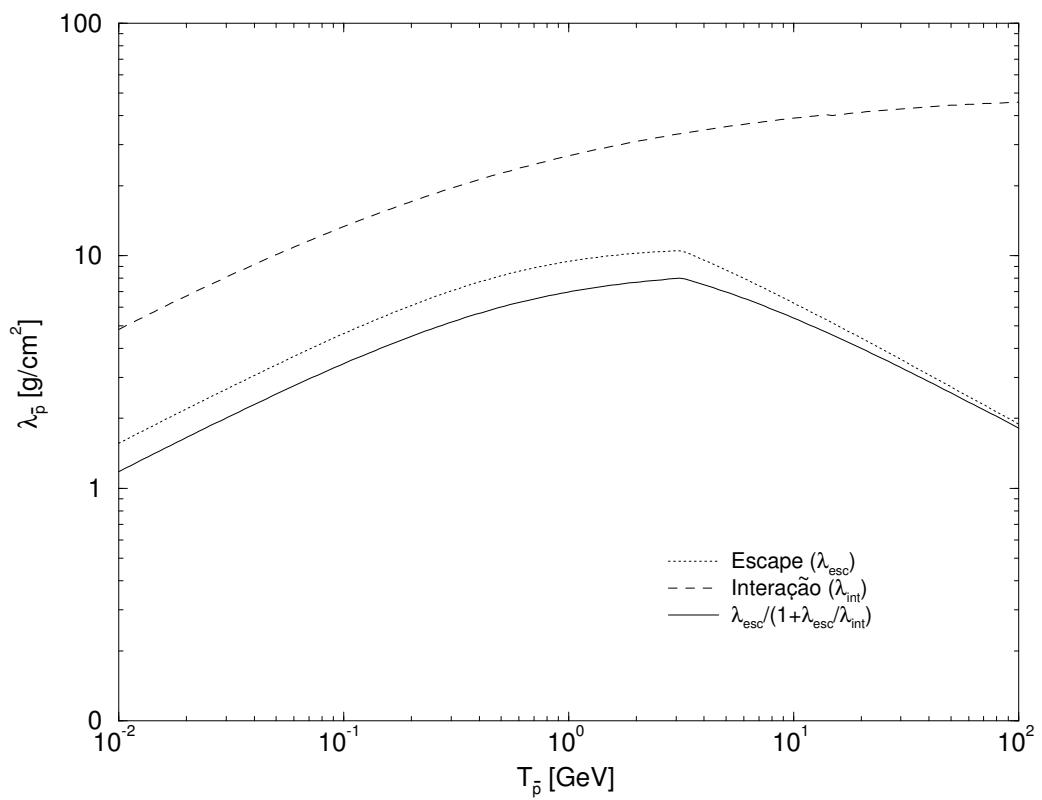
entes foram simultaneamente aplicados por [Moskalenko \*et al.\* \(2002\)](#). Especulações teóricas também surgiram para explicar esta discrepância. Estimativas sugeriram contribuição, especialmente em baixas energias, de antiprotons provenientes da evaporação de buracos negros primordiais ([Barrau \*et al.\*, 2002](#)), bem como contribuições de aniquilações de neutralinos em antiprotons no halo galáctico ([Bergström \*et al.\*, 1999](#)). Deve-se enfatizar que nosso objetivo neste capítulo limita-se à estimativa em uma primeira aproximação do fluxo de antiprotons, provenientes das interações dos raios cósmicos com núcleos do gás interestelar.



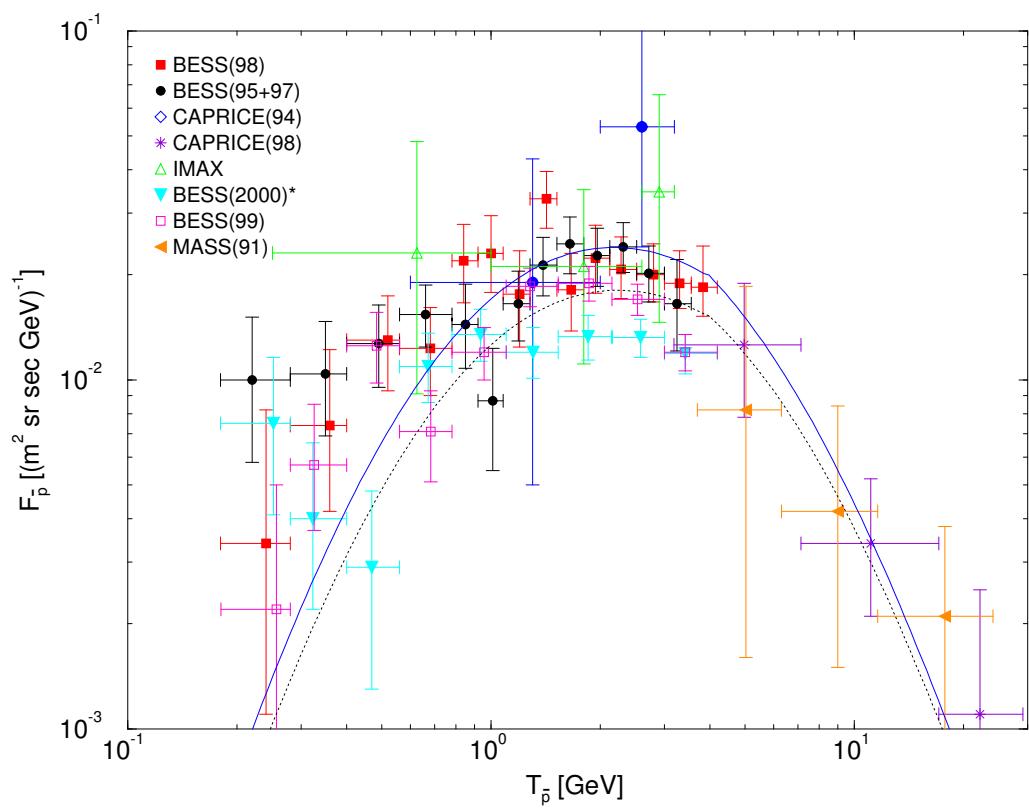
**FIGURA 5.2** - Fluxo interestelar de antiprotons secundários estimado considerando o comprimento de trajetória equivalente em diferentes modelos de propagação: *curva sólida*, modelo Leaky Box; *curva pontilhada*, modelo de Vento Galáctico; *curva tracejada*, modelo de Difusão Turbulenta; *curva ponto tracejada*, modelo de Aceleração Estocástica. Dados observacionais dos experimentos a bordo de balões BESS, CAPRICE, IMAX e MASS91.



**FIGURA 5.3** - Seção de choque total (*curva sólida*), de aniquilação (*curva pontilhada*) e de não-aniquilação (*curva tracejada*) do antiproton.



**FIGURA 5.4** - Comprimento de trajetória de escape (*curva pontilhada*) e interação (*curva tracejada*) e efetiva (*curva sólida*) de propagação.



**FIGURA 5.5** - Fluxo interestelar de antiprotons secundários, considerando só o termo de propagação (curva sólida) e considerando simultaneamente a propagação e interação no modelo *Leaky Box* (curva pontilhada). Dados observacionais dos experimentos a bordo de balões BESS, CAPRICE, IMAX e MASS91.

## CAPÍTULO 6

### FLUXO MAGNETOSFÉRICO DE ANTIPRÓTONS

Evidências experimentais de partículas de alta energia capturadas nas proximidades da Terra foram publicadas durante os últimos 20 anos ([Alcaraz, 2000](#)). Os dados experimentais vêm de diferentes experimentos a bordo de satélites, cobrindo um intervalo amplo do espaço geomagnético. Informação adicional, em mais altas energias (em relação aos medidos por experimentos a bordo de satélites), é fornecida por experimentos a bordo de balões; embora estes dados cubram uma região espacial limitada, e tenham incertezas maiores devido ao curto intervalo de exposição e a presença de um fundo, desde os chuveiros atmosféricos.

A colaboração AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*) tem publicado recentemente novos valores de medidas dos fluxos de raios cósmicos, tais como prótons, elétrons e hélio ([Lipari, 2002](#); [Fiandrini \*et al.\*, 2002](#)). Estas medidas revelaram a existência de fluxos significativos de partículas em regiões proibidas, referidas como fluxos secundários. Estes fluxos exibem um número surpreendente de propriedades, dentre elas:

- a) a razão  ${}^3\text{H}/{}^2\text{He} \sim 10$ , que é duas ordens de magnitude maior que a razão encontrada no fluxo primário;
- b) a razão  $e^+/e^- \sim 4$ , enquanto que no fluxo primário a razão é  $\sim 0.10$ ;
- c) todas as partículas parecem ter origem na atmosfera terrestre, e parecem ter trajetórias que terminam na mesma atmosfera.

Com esta argumentação experimental, é natural pensar que antiprótons produzidos na camada geomagnética,  $L \approx 1, 2$ , possam ser capturados e eventualmente acumulados em uma zona de confinamento. Uma vez que as estimativas dos fluxos de antiprótons secundários interestelares são de grandeza compatíveis com os resultados experimentais, estamos confiantes no método de estimativas adotado. O objetivo seguinte é examinar a possibilidade da existência de antiprótons ao redor da Terra.

Para calcular o fluxo magnetosférico de antiprótons na região  $L \approx 1, 2$ , aplicaremos a Equação de Transporte ([4.12](#)). Comparativamente, as condições do meio interestelar e atmosférico são completamente diferentes. O tempo de propagação no meio interestelar dos antiprótons é  $\tau_{\text{esc}}^{\text{inter}} \sim 6 \times 10^6$  anos, enquanto que o tempo de propagação na região magnetosférica  $\tau_{\text{esc}}^{\text{mag}}$  é desconhecido, mas espera-se que seja  $\tau_{\text{esc}}^{\text{inter}} \gg \tau_{\text{esc}}^{\text{mag}}$ .

Por outro lado, quando as densidades de partículas interestelares  $n_i^{\text{inter}}$  (ver Tabela 4.1) e atmosférica residual  $n_i^{\text{mag}}$  (ver Figura 4.6) são comparadas, observa-se que  $n_i^{\text{inter}} \ll n_i^{\text{mag}}$ . Podemos inferir, então, que o terceiro termo do lado direito da Equação (4.12) é a contribuição mais determinante para estimar o fluxo magnetosférico de antiprotons:

$$\frac{d}{dT_{\bar{p}}} \left( F_{\bar{p}}^{\text{mag}} (T_{\bar{p}}) \frac{dT_{\bar{p}}}{dx} \right) = q_{\bar{p}}^{\text{mag}} (T_{\bar{p}}). \quad (6.1)$$

Integrando-se entre as energias mínima e máxima que os antiprotons possam ter na região de confinamento ( $T_{\bar{p}}$  e  $T_{\bar{p}}^c$ , respectivamente), temos:

$$F_{\bar{p}}^{\text{mag}} (T_{\bar{p}}) = \frac{\int_{T_{\bar{p}}}^{T_{\bar{p}}^c} q_{\bar{p}}^{\text{mag}} (T_{\bar{p}}) dT_{\bar{p}}}{dT_{\bar{p}}/dx} \quad (6.2)$$

Nesta equação, identificamos o numerador como fluxo integral de antiprotons e o denominador como a perda de energia por ionização-excitação dos átomos magnetosféricos pelos antiprotons, quantidade denominada geralmente como poder de frenagem do meio.

## 6.1 Fluxo Integral Magnetosférico de Antiprotons

Em primeiro lugar analisaremos os limites de integração para calcular o fluxo integral magnetosférico de antiprotons. A energia cinética mínima que um antiproton pode ter na região de confinamento é a energia mínima com a qual é produzido (nominalmente,  $T_{\bar{p}} = 0$ ). A energia máxima que um antiproton pode ter na região de confinamento é literalmente igual à energia mínima que uma partícula, vinda do exterior, teria para entrar em uma camada magnética interna.

Segundo a teoria de movimento de partículas carregadas no campo magnético terrestre, a rigidez magnética de uma partícula de origem externa, chegando de uma latitude geomagnética qualquer, tem um limite inferior: a rigidez *cut-off*  $\mathfrak{R}_c$  — quantidade que caracteriza a capacidade dos raios cósmicos para penetrar uma camada magnética interior  $L$ . Em uma aproximação dipolar, para partículas chegando em um ponto,  $\mathfrak{R}_c$  está dado em função das coordenadas magnéticas radiais  $R$ , latitude  $\lambda$  e o ângulo de chegada da partícula desde o leste  $\gamma$  (Mewaldt *et al.*, 1996):

$$\mathfrak{R}_c = \frac{M \cos^4 \lambda}{R^2 \left[ 1 + (1 - \cos^3 \lambda \cos \gamma)^{1/2} \right]^2}, \quad (6.3)$$

em que  $M = 57,9 \text{ GV}$  é o momento dipolar normalizado da Terra e  $R = L \cos^2 \lambda$ . Pela Equação (6.3), podemos ver que os raios cósmicos penetram o campo magnético terrestre mais facilmente pelo oeste ( $\gamma = 180^\circ$ ) do que pelo leste ( $\gamma = 0$ ). Partículas com rigidez justa, abaixo do *cut-off*, são candidatas a serem capturadas. Uma partícula ser confinada ou não, é determinado pelo valor do parâmetro adiabático  $\epsilon$ , o qual é a razão dos períodos de giro e oscilação da partícula no espaço geomagnético. Estimativas teóricas do máximo valor de  $\epsilon$  admitidos para uma órbita de confinamento variam entre  $1/3$  até  $\sim 0,1$  (Selesnick *et al.* (1995) e referências). Para partículas com rigidez  $\mathfrak{R}$  em um campo dipolar magnético,  $\epsilon = 3\mathfrak{R}/(L a B_0)$ , em que  $a (=6371,2 \text{ km})$  é o raio da Terra e  $B_0 (=7,84 \times 10^{15} \text{ Tm}^3)$  é o campo magnético equatorial para uma dada camada magnética,

$$\epsilon = 5,18 \times 10^{-15} \frac{A}{Q} [T(T + 2m)]^{1/2} L^2, \quad (6.4)$$

em que  $T$  é a energia cinética por núcleon (em MeV),  $A$  o número de massa atômica,  $Q$  a carga (em unidades da carga do próton) e  $m (=932.15 \text{ MeV}/c^2)$  é uma unidade de massa atômica.

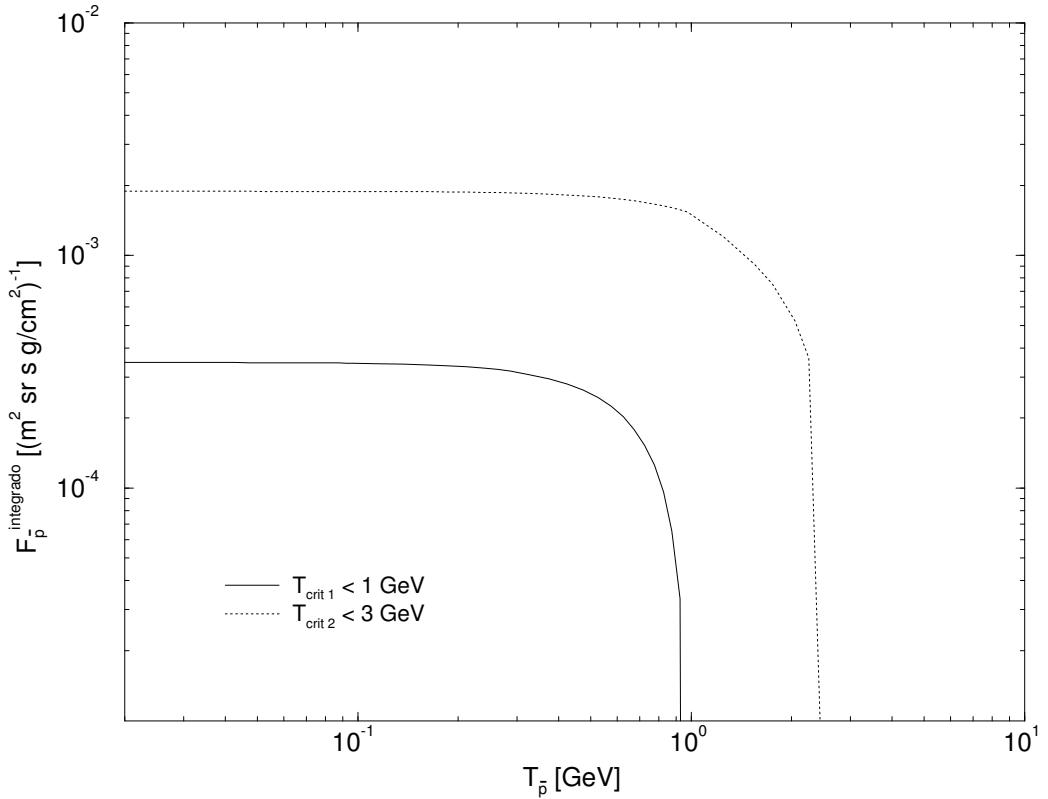
Na camada magnetosférica  $L = 1, 2$ , a partir da avaliação da rigidez magnética  $\mathfrak{R}$  (Equação (6.3)) na região equatorial, o limite superior para a integral da Equação (6.2), adotando os dois valores  $1/3$  e  $0,1$  do parâmetro  $\epsilon$  (no posterior serão referidos como critério 1 e critério 2, respectivamente), é:

$$T_{\bar{p},\text{crit 1}}^c \simeq 1 \text{ GeV}$$

e

$$T_{\bar{p},\text{crit 2}}^c \simeq 3 \text{ GeV}.$$

O fluxo integral magnetosférico de antiprotons na altitude  $L \approx 1,2$  para os dois critérios adotados é mostrado na Figura 6.1.



**FIGURA 6.1** - Fluxo integral magnetosférico de antiprotons: (curva sólida), para antiprotons com energias  $T_{\bar{p}} < 1$  GeV na região de confinamento e (curva pontilhada), para  $T_{\bar{p}} < 3$  GeV.

## 6.2 Poder de Frenagem

Uma partícula carregada, na sua passagem por um meio, sofre colisões inelásticas nas quais os átomos do meio são excitados ou ionizados, e colisões elásticas nas quais os átomos como um todo experimentam um recuo. Partículas movendo-se em um meio experimentam uma frenagem exercida pelo meio, que pode ser calculada a partir da fórmula de Bethe-Bloch,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N Z_2}{mv^2} Z_1^2 l, \quad (6.5)$$

em que  $v$ ,  $m$  e  $Z_1$  são, respectivamente, a velocidade, massa e número atômico da partícula.  $N$  e  $Z_2$  são a densidade e número atômico do meio, respectivamente. A

função de frenagem de Bethe-Bloch  $l$ , pode ser generalizada para termos  $Z_1$  de ordem superior,

$$l = l_0 + Z_1 l_1 + Z_1^2 l_2, \quad (6.6)$$

em que  $l_0$ ,  $l_1$  e  $l_2$  são coeficientes independentes de  $Z_1$ .

Argumenta-se que colisões próximas partícula-elétron são, essencialmente, colisões entre partículas livres, dando uma exata dependência com  $Z_1^2$ . A correção de ordem  $Z_1^3$  de colisão distante (conhecido como efeito Barkas ([Barkas et al., 1963](#))), está relacionada com a polarização do meio, induzida pela partícula. Isto explica qualitativamente porque as partículas carregadas negativamente têm um poder de frenagem menor do que aquelas carregadas positivamente. Cálculos numéricos demonstram que  $l_1$  é relativamente pequeno para energias  $> 1$  MeV ([Møller; et al., 1997](#)), então a contribuição de ordem  $Z_1^3$  (e maiores) é desprezível em altas energias. Já que a expressão exata da função de Beth-Bloch  $l$  (Equação (6.6)) é desconhecida, e dados experimentais são inexistentes para antiprotons de altas energias, assumiremos o poder de frenagem do antiproton numericamente igual ao do próton.

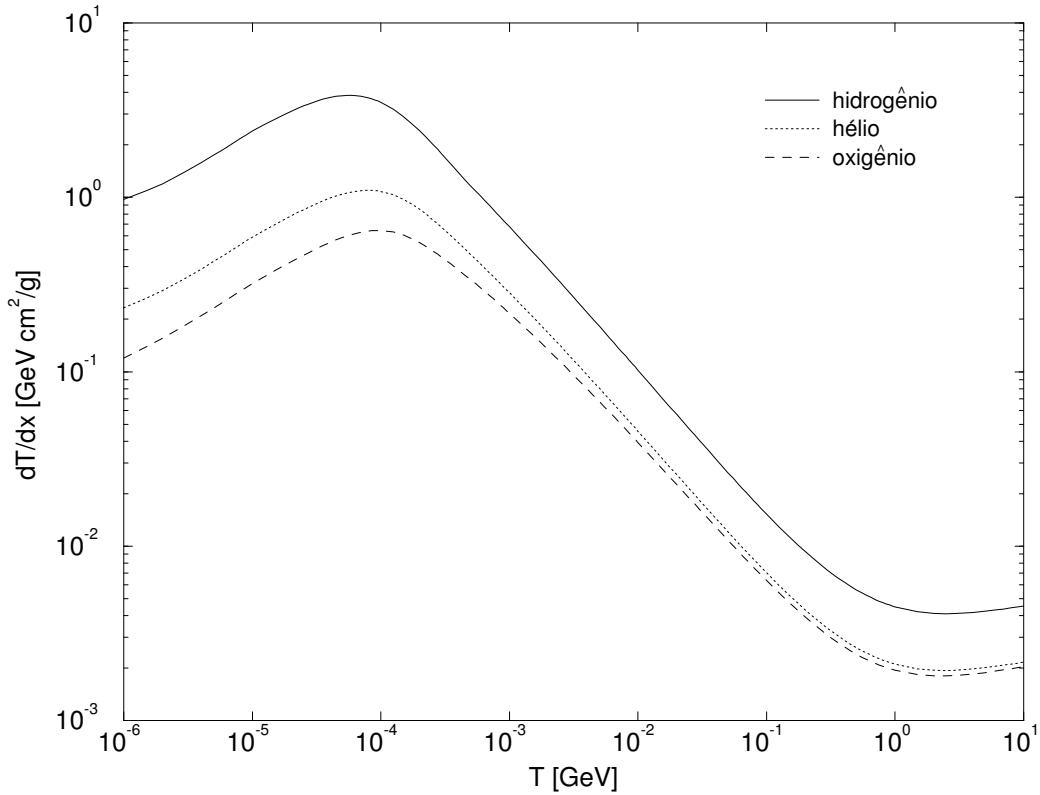
O poder de frenagem efetiva na camada  $L \approx 1, 2$  é a soma proporcional,

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{L \approx 1, 2} = \sum_i P_i \left( \frac{dE}{dx} \right)_{A_i, L \approx 1, 2}, \quad (6.7)$$

em que  $P_i$  indica a porcentagem da composição de elementos povoando a camada  $L \approx 1, 2$  (ver Tabela 4.2). O poder de frenagem  $(dE/dx)_{A_i}$  em um meio de número de massa atômico  $A$  é mostrada na Figura 6.2 ([NIST, 1999](#)). O poder de frenagem efetivo dos antiprotons em  $L \approx 1, 2$ , segundo a Equação (6.7), é mostrado na Figura 6.3.

### 6.3 Fluxo Diferencial Magnetosférico de Antiprotons

O fluxo de antiprotons que se espera observar na região  $L \approx 1, 2$ , em função da energia estimada segundo a Equação (6.2), é mostrado na Figura 6.4, para o critério 1 e o critério 2 adotados. A mesma figura mostra o fluxo interestelar de antiprotons secundários. Pode-se observar que o fluxo magnetosférico de antiprotons é maior

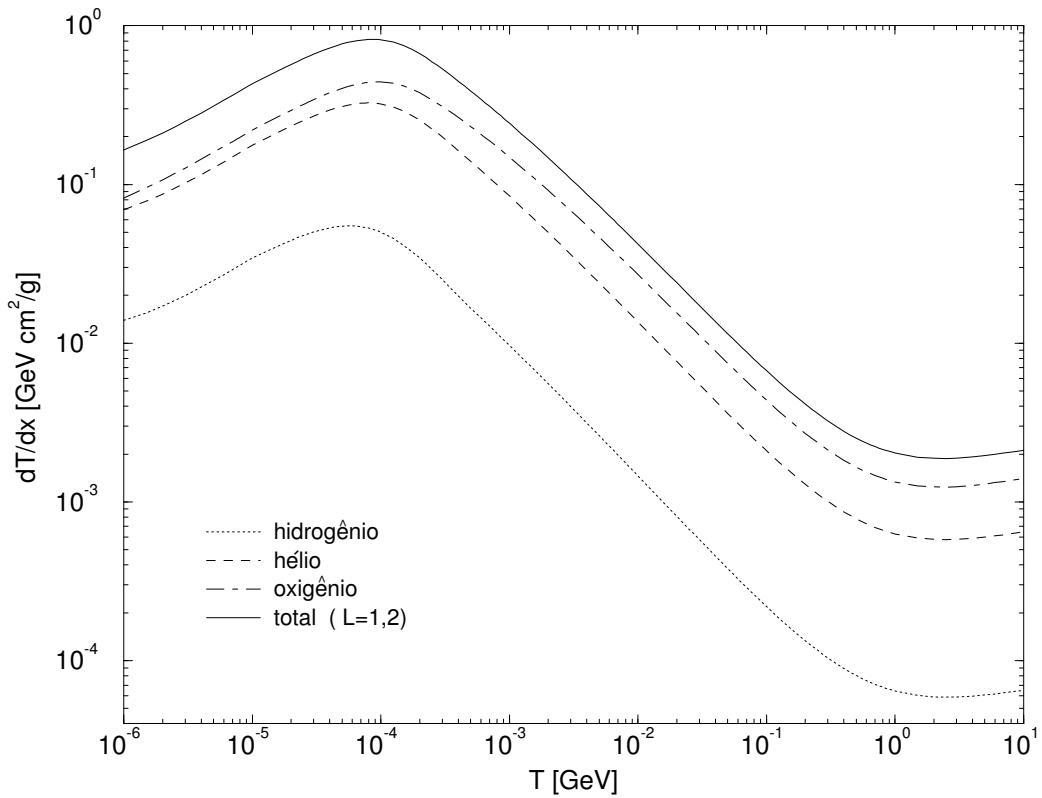


**FIGURA 6.2** - Poder de frenagem.  
FONTE: adotada de [NIST \(1999\)](#)

que o fluxo interestelar por um fator aproximadamente igual a 4 para o critério 1, e aproximadamente igual a 30 para o critério 2. Em média, desde o nosso resultado, com base na simulação de Monte Carlo de reações nucleares para a produção de antiprotons, aplicando o código SHIELD, podemos prever que o fluxo de antiprotons, no ambiente magnetosférico, é uma ordem de magnitude maior que o fluxo interestelar.

Outra característica do fluxo magnetosférico de antiprotons é que ele apresenta um fluxo máximo em energias  $T_{\bar{p}} (F_{\max}^{\text{mag}}) < T_{\bar{p}} (F_{\max}^{\text{inter}})$ . O fluxo máximo no caso magnetosférico apresenta-se com uma energia de  $T_{\bar{p}} (F_{\max}^{\text{mag}}) \simeq 0,4$  e  $0,8$  GeV para os critérios 1 e 2, respectivamente. No caso interestelar,  $T_{\bar{p}} (F_{\max}^{\text{inter}}) \simeq 2$  GeV.

A rápida queda do fluxo magnetosférico para energias  $T_{\bar{p}} > T_{\bar{p}} (F_{\max})$ , segundo a

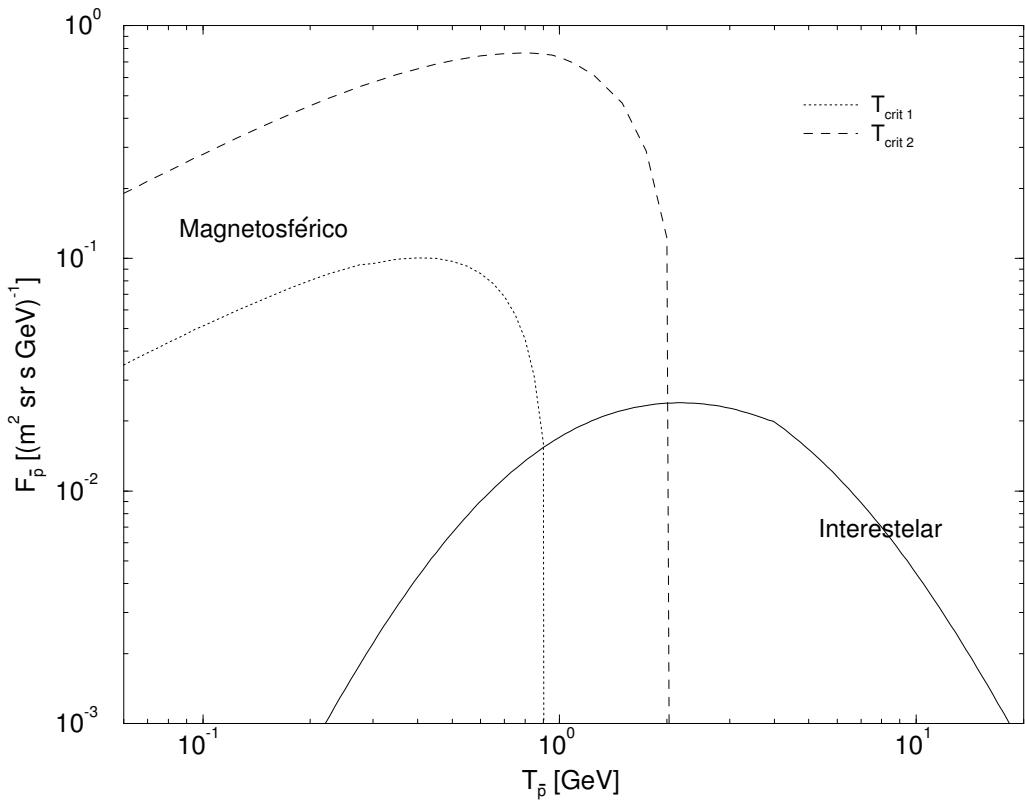


**FIGURA 6.3** - Poder de frenagem experimentado por prótons/antíprótons na região magnetosférica.

análise da rigidez magnética, é devido à saída rápida da região de confinamento magnetosférico dos antíprótons com estas energias. Antíprótons com energias maiores que  $T_p^c$  podem ter um tempo curto de residência na região de confinamento, a qual diminui para energias cada vez mais altas. Estes antíprótons com energias  $T > T^c$  podem contribuir ao fluxo em energias maiores. Esta contribuição não foi considerada no nosso cálculo.

A contribuição por efeito de interações inelásticas (aniquilação e não-aniquilação) dos antíprótons com núcleos que povoam a região  $L \approx 1,2$  não é muito significativa.

Deve-se enfatizar que os raios cósmicos são as únicas partículas com energias suficientes para produzir antíprótons em interações com o material interestelar ou magnetosférico. Espera-se que o espectro dos antíprótons interestelar seja inalterado. No caso dos antíprótons na magnetosfera, isto é verdadeiro para uma magnetosfera



**FIGURA 6.4** - Fluxo magnetosférico de antiprotons.

em calmaria. Quando acontece um *flare* solar, usualmente acontece também uma tempestade magnética na Terra. Estas tempestades na magnetosfera alterarão, por exemplo, o *cut-off* geomagnético. Nesta circunstância, os valores da energia máxima que os antiprotons podem ter na região de confinamento  $T_{\bar{p}}^c$  sofre uma variação, obedecendo a Equação (6.4). Consequentemente, o espectro de antiprotons na região magnetosférica pode ser modificado.

Estas tempestades podem provocar, também, uma modulação solar dos raios cósmicos primários com energia de até  $< 30$  GeV (na época de calmaria, raios cósmicos com energias  $< 10$  GeV experimentam o efeito da modulação solar). Isto implicaria uma diminuição na produção de antiprotons na magnetosfera pelos raios cósmicos com energias  $< 30$  GeV. Mas, esta diminuição não é significativa, pois a multiplicidade de antiprotons em colisões  $pA_i$  é muito pequena para prótons incidentes com

energias próximo da energia limiar  $T_{\text{limiar}} \approx 6 \text{ GeV}$ .

A variação local na magnetosfera durante as tempestades magnéticas pode influenciar na dinâmica dos antiprotons. A aceleração dos antiprotons em um certo nível pode acontecer, consequentemente o seu espectro será modificado. O cálculo da influência devida às variações magnetosféricas no fluxo dos antiprotons, em geral, é complexa. Mas, espera-se que o tempo destas variações sejam relativamente curtos, e a freqüência de ocorrência das tempestades, no contexto dos antiprotons magnétosféricos, baixa.



## CAPÍTULO 7

### CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este trabalho considerou o estudo de dois aspectos: o cálculo das respostas geométrica e dos detectores do telescópio APEX, destinado a medir a radiação de partículas na magnetosfera interior, e a estimativa teórica de uma possível existência de radiação de antiprotons na magnetosfera interna terrestre.

O fator geométrico do telescópio foi calculado por simulação Monte Carlo, cujo valor para partículas entrando no primeiro detector é  $0,260 \text{ cm}^2\text{sr}$ . Para partículas entrando nos subseqüentes detectores, as respostas geométricas tem um valor igual a  $0,076 \text{ cm}^2\text{sr}$ . Estes valores serão considerados para calcular os fluxos de partículas a partir das contagens registradas pelo telescópio.

As perdas de energia das partículas incidentes desde a janela até o último detector do telescópio foram calculadas por resolução numérica das expressões que descrevem as perdas de energia por ionização para prótons e partículas alfa, e por ionização e radiação para elétrons, embora as perdas por radiação sejam desprezíveis.

As curvas de respostas dos detectores, que estão relacionadas com a energia depositada pelas partículas na sua passagem pelos detectores, mostram que elétrons podem ser detectados na faixa de energia entre  $0,15\text{-}4,0 \text{ MeV}$ , enquanto que os prótons entre  $3,5\text{-}80 \text{ MeV}$  e as partículas alfa entre  $18\text{-}200 \text{ MeV}$ . Estas curvas de resposta indicam que as perdas de energia nos detectores para elétrons são menores do que para prótons, que por sua vez são menores do que para partículas alfa. Esta característica permitirá a determinação da espécie de partícula. As energias depositadas em sucessivos detectores são utilizadas na determinação da correspondente banda de energia. Estas bandas de energia, nas quais são contadas as partículas, devem ser consideradas para calcular os fluxos de partículas.

O estudo da antimateria na radiação cósmica foi recentemente revivido graças ao advento de uma nova geração de espectrômetros a bordo de balões e satélites, implementando poderosas técnicas de identificação de partículas para eliminar o fundo.

O modelo aplicado para a produção de antiprotons utiliza interações nucleares dos prótons dos raios cósmicos com energias acima da reação limiar de  $6 \text{ GeV}$  com as constituintes do ambiente. Inicialmente, estima-se a produção de antiprotons no

espaço interestelar, que foi comparada com medidas a bordo de balões. Em seguida, calculamos a contribuição de antiprotons devida às interações dos raios cósmicos com as espécies atmosféricas constituintes do ambiente próximo da Terra (H, He e O), em altitudes  $L \approx 1,2$ , para examinar a viabilidade da formação de um cinturão de antiprotons. Segundo o modelo adotado, prevê-se fluxos maiores de antiprotons, se comparados ao fluxo interestelar, por fatores de 4 até 30 em energias entre 0,1 e 2 GeV.

A validade das estimativas do fluxo de antiprotons para a magnetosfera interior poderá ser verificada por experimentos futuros. No ano 2004, uma nova versão do experimento AMS (chamado AMS-02), será instalado na Estação Espacial Internacional, para um tempo de operação de 3 anos ([Becker, 2000](#)). O experimento PAMELA (*Payload for AntiMatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*) cujo objetivo principal é a medida do espectro de energias de antiprotons e pósitrons na radiação cósmica, será colocado a bordo de um satélite durante 3 anos, a ser lançado no ano 2005 ([Adriani, 2002](#)). Estes experimentos utilizam técnicas melhoradas para a identificação de partículas e sobre amplos intervalos de energia.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Adeev, G. D.; Botvina, A. S.; Iljinov, A. S.; Toneev, V. D. Calculation of mass and energy distributions of fission residuals in reactions induced by intermediate energy particles. **Preprint INR - Moscow**, v. 816, n. 93, 1972. [62](#), [63](#)
- Adriani, O. The PAMELA experiment on satellite and its capability in cosmic rays measurements. **Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A**, v. 478, n. 1-2, p. 114–118, 2002. [98](#)
- Alcaraz, J. Leptons in near earth orbit. **Physics Letters B**, v. 484, n. 1-2, p. 10–22, 2000. [23](#), [62](#), [87](#)
- Anderson, C. D. Cosmic-ray positive and negative electrons. **Physical Review**, v. 44, n. 5, p. 406–416, 1933. [55](#)
- Apanasenko, A. V. Composition and energy spectra of cosmic-ray primaries in the energy range  $10^{13} - 10^{15}$  eV/particle observed by japanese-russian joint balloon experiment. **Astroparticle Physics**, v. 16, n. 1, p. 13–46, 2001. [71](#)
- Asaoka, Y. Measurements of cosmic-ray low-energy antiproton and proton spectra in a transient period of solar field reversal. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 5, p. 051101, 2002. [80](#)
- Baker, D. N.; et al. Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 6, p. 409–412, 1994. [28](#)
- Barashenkov, V. S.; Toneev, V. D. Interaction of particles and nuclei atomic of high and superhigh energies with nuclei. **Atomizdat - Moscow**, 1972. [62](#)
- Barkas, W. H.; Dyer, J. N.; Heckman, H. H. Resolution of the  $\sigma^-$ -mass anomaly. **Physical Review Letters**, v. 11, n. 1, p. 26–28, 1963. [91](#)
- Barrau, A.; Boudoul, G.; Donato, F.; Maurin, D.; Salati, P.; Taillet, R. Antiprotons from primordial black holes. **Astronomy and Astrophysic**, v. 388, p. 676–687, 2002. [82](#)
- Becker, U. AMS-01: First flight, first results: Future AMS-02. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 26., 1999, Salt Lake City,

Utah, US. **Proceedings...** New York: American Institute of Physics Conference Series, 2000. p. 335. [98](#)

Bergström, L.; Edsjö, J.; Ullio, P. Cosmic antiprotons as a probe for supersymmetric dark matter? **Astroparticle Physics**, v. 526, n. 1, p. 215–235, 1999. [82](#)

Bloemen, J. B. G. M.; Dogiel, V. A.; Dorman, V. L.; Ptuskin, V. S. Galactic diffusion and wind models of cosmic-ray transport. I - insight from CR composition studies and gamma-ray observations. **Astronomy and Astrophysics**, v. 267, n. 2, p. 372–387, 1993. [77](#)

Boezio, M.; et al. The cosmic-ray antiproton flux between 0.62 and 3.19 GeV measured near solar minimum activity. **Astrophysical Journal**, v. 487, p. 415, 1997. [80](#)

\_\_\_\_\_. The cosmic-ray proton and helium spectra between 0.4 and 200 GV. **Astrophysical Journal**, v. 518, n. 1, p. 457–472, 1999. [70](#)

\_\_\_\_\_. The cosmic-ray antiproton flux between 3 and 49 GeV. **Astrophysical Journal**, v. 561, n. 2, p. 787–799, 2001. [80](#)

Bogomolov, E. A.; Lubianaia, N. D.; Romanov, V. A.; Stepanov, S. V.; Shulakova, M. S. Galactic antiprotons of 2 - 5 GeV energy. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 17., 1981, Paris, France. **Proceedings...** Essonne: Commissariat a l'Energie Atomique, 1982. v. 9, p. 146–149. [57](#)

Bottino, A.; Favero, C.; Fornengo, N.; Mignola, G. Amount of antiprotons in cosmic rays due to halo neutralino annihilation. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 3, n. 1, p. 77–85, 1995. [55](#)

Chamberlain, O.; Segrè, E.; Wiegand, C.; Ypsilantis, T. Observation of antiprotons. **Physical Review**, v. 100, n. 3, p. 947–950, 1955. [55](#)

Dementyev, A. V.; Sobolevsky, N. M. Shield - universal monte carlo hadron transport code: Scope and applications. **Radiation Measurements**, v. 30, p. 553, 1999. [24, 62, 63](#)

Dirac, P. A. M. Quantized singularities in the electron-magnetic field. **Proceedings Royal Society**, v. 133, p. 60, 1931. [55](#)

- Donato, F.; Maurin, D.; Salati, P.; Barrau, A.; Boudoul, G.; Taillet, R. Antiprotons from spallations of cosmic rays on interstellar matter. **Astrophysical Journal**, v. 563, n. 1, p. 172–184, 2001. [81](#)
- Feynman, R. P.; Weinberg, S. **Elementary Particles and the Laws of Physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1987. 124 p. [55](#)
- Fiandrini, E.; Esposito, G.; Bertucci, B.; Alpat, B.; Battiston, R.; Burger, W. J.; Lamanna, G.; Zuccon, P. Leptons with  $E > 200$  MeV trapped in the Earth's radiation belts. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v. 107, n. A6, p. 1067, 2002. [87](#)
- Gaisser, T. K. **Cosmic rays and particle physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 292 p. [59](#), [60](#)
- Gaisser, T. K.; Levy, E. H. Astrophysical implications of cosmic-ray antiprotons. **Physical Review D**, v. 10, n. 6, p. 1731–1735, 1974. [72](#)
- Gaisser, T. K.; Maurer, R. H. Cosmic  $\bar{p}$  production in interstellar  $pp$  collisions. **Physical Review Letters**, v. 30, n. 25, p. 1264–1267, 1973. [56](#)
- Gaisser, T. K.; Schaefer, R. K. Cosmic-ray secondary antiprotons - a closer look. **Astrophysical Journal**, v. 394, n. 1, p. 174–183, 1992. [71](#)
- Golden, R. L.; Horan, S.; Mauger, B. G. Evidence for the existence of cosmic-ray antiprotons. **Physical Review Letters**, v. 43, p. 1196–1199, 1979. [57](#)
- Grigoryan, O. R.; Sinyakov, A. V.; Klimov, S. I. Energetic electrons on  $l < 1.2$  connection to lightning activity? **Advances in Space Research**, v. 20, n. 3, p. 389–392, 1997. [28](#)
- Gupta, M.; Webber, W. R. The abundance of n-14 at the cosmic-ray source - a study using new fragmentation cross sections. **Astrophysical Journal**, v. 340, p. 1124–1134, 1989. [78](#)
- Hawking, S. W. Black hole explosions ? **Nature**, v. 248, p. 30, 1974. [56](#)
- Hedin, A. E. MSIS-86 thermospheric model. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 4649–4662, 1987. [73](#)
- Hof, M.; et al. Measurement of cosmic-ray antiprotons from 3.7 to 19 GeV. **Astrophysical Journal**, v. 467, p. L33, 1996. [80](#)

Jones, F. C.; Lukasiak, A.; Ptuskin, V.; Webber, W. The modified weighted slab technique: Models and results. **Astrophysical Journal**, v. 547, n. 1, p. 264–271, 2001. [77](#), [78](#)

Jordan, C. E. NASA radiation belt models AP-8 and AE-8. **Scientific Report No. 1**, 1989. [27](#)

Jungman, G.; Kamionkowski, M. Cosmic-ray antiprotons from neutralino annihilation into gluons. **Physical Review D**, v. 49, n. 5, p. 2316–2321, 1994. [56](#)

Kennedy, D. C. Cosmic ray antiprotons. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON PARTICLES, STRINGS AND COSMOLOGY, 7., 1999, Lake Tahoe, California, US. **Proceedings...** Singapore: World Scientific Publishing Co., 2000. p. 438. [59](#)

Kolb, E. W.; Turner, M. S. Grand unified theories and the origin of the baryon asymmetry. **Annual Reviews of Nuclear and Particle Science**, v. 33, p. 645–696, 1983. [55](#)

Letaw, J. R.; Silberberg, R.; Tsao, C. H. Proton-nucleus total inelastic cross sections - an empirical formula for E greater than 10 MeV. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 51, p. 271–275, 1983. [65](#)

Lipari, P. The fluxes of sub-cutoff particles detected by AMS, the cosmic ray albedo and atmospheric neutrinos. **Astroparticle Physics**, v. 16, n. 3, p. 295–323, 2002. [87](#)

Maeno, T.; et al. Successive measurements of cosmic-ray antiproton spectrum in a positive phase of the solar cycle. **Astroparticle Physics**, v. 16, n. 2, p. 121–128, 2001. [80](#)

Maki, K.; Mitsui, T.; Orito, S. Local flux of low-energy antiprotons from evaporating primordial black holes. **Physical Review Letters**, v. 76, n. 19, p. 3474–3477, 1996. [56](#)

Menn, W.; et al. The absolute flux of protons and helium at the top of the atmosphere using IMAX. **Astrophysical Journal**, v. 533, n. 1, p. 281–297, 2000. [70](#)

Mewaldt, R. A.; Selesnick, R. S.; Cummings, J. R.; Stone, E. C.; von Rosenvinge, T. T. Evidence for multiply charged anomalous cosmic rays. **Astrophysical Journal**, v. 466, p. L43, 1996. [88](#)

Mitchell, J. W.; et al. Measurement of 0.25-3.2 GeV antiprotons in the cosmic radiation. **Physical Review Letters**, v. 76, n. 17, p. 3057–3060, 1996. [80](#)

Møller, S. P.; et al. Direct measurements of the stopping power for antiprotons of light and heavy targets. **Physical Review A**, v. 56, p. 2930–2939, 1997. [91](#)

Moskalenko, I. V.; Strong, A. W.; Ormes, J. F.; Potgieter, M. S. Secondary antiprotons and propagation of cosmic rays in the galaxy and heliosphere. **Astrophysical Journal**, v. 565, n. 1, p. 280–296, 2002. [66](#), [82](#)

NIST. National institute of standars and technology. **PSTAR Data Base**, v. 484, 1999. [46](#), [91](#), [92](#)

Orito, S.; et al. Precision measurement of cosmic-ray antiproton spectrum. **Physical Review Letters**, v. 84, n. 6, p. 1078–1081, 2000. [80](#)

Pugacheva, G. I.; Spjeldvik, W. N.; Gusev, A. A.; Martin, I. M.; Sobolevsky, N. M. Hydrogen and helium isotope inner radiation belts in the Earth’s magnetosphere. **Annales Geophysicae**, v. 16, n. 8, p. 931–939, 1998. [73](#)

Salamon, M. H.; et al. Limits on the antiproton/proton ratio in the cosmic radiation from 100 MeV to 1580 MeV. **Astrophysical Journal**, v. 349, p. 78–90, 1990. [57](#)

Sanuki, T.; et al. Precise measurement of cosmic-ray proton and helium spectra with the BESS spectrometer. **Astrophysical Journal**, v. 545, n. 2, p. 1135–1142, 2000. [70](#)

Selesnick, R. S.; Cummings, A. C.; Cummings, J. R.; Mewaldt, R. A.; Stone, E. C.; von Rosenvinge, T. T. Geomagnetically trapped anomalous cosmic rays. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. A6, p. 9503–9518, 1995. [36](#), [89](#)

Simon, M.; Molnar, A.; Roesler, S. A new calculation of the interstellar secondary cosmic-ray antiprotons. **Astrophysical Journal**, v. 499, p. 250, 1998. [73](#)

Sina, R.; Ptuskin, V. S.; Seo, E. S. Antiproton spectrum in the galactic wind model. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 4, p. 705–710, 2001. [71](#)

Steigman, G. Observational tests of antimatter cosmologies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 14, p. 339–372, 1976. [55](#)

Stephens, S. A.; Golden, R. L. Recent observations of cosmic ray antiprotons and a critical assessment of the theories of their origin. **Astronomy and Astrophysics**, v. 202, n. 1-2, p. 1-7, 1988. [57](#)

Tan, L. C.; Ng, L. K. Parameterization of  $\bar{p}$  invariant cross section in  $p - p$  collisions using a new scaling variable. **Physical Review D**, v. 26, n. 5, p. 1179-1182, 1982. [81](#)

\_\_\_\_\_. Atmospheric correction factor for cosmic-ray antiproton measurements. **Journal of Physics G Nuclear Physics**, v. 9, p. 319-322, 1983. [72](#)

\_\_\_\_\_. Calculation of the equilibrium antiproton spectrum. **Journal of Physics G Nuclear Physics**, v. 9, n. 2, p. 227-242, 1983. [71](#)

\_\_\_\_\_. Parametrisation of hadron inclusive cross sections in  $p - p$  collisions extended to very low energies. **Journal of Physics G Nuclear Physics**, v. 9, n. 10, p. 1289-1308, 1983. [65](#)

Tsoulfadinis, N. **Measurement and detection of radiation**. Washington: Hemisphere Publishing Co., 1985. 119 p. p. [44](#)

Wang, J. Z.; et al. Measurement of cosmic-ray hydrogen and helium and their isotopic composition with the BESS experiment. **Astrophysical Journal**, v. 564, n. 1, p. 244-259, 2002. [70](#)

Webber, W. R.; Gupta, M.; Soutoul, A.; Ferrando, P. The source charge and isotopic abundances of cosmic rays with  $Z = 9-16$  - A study using new fragmentation cross sections. **Astrophysical Journal**, v. 348, p. 611-620, 1990. [77](#)

## APÊNDICE A

### ALGORITMO PARA CALCULAR O FATOR GEOMÉTRICO

O seguinte, algoritmo em linguagem C calcula o fator geométrico do telescópio APEX:

```
#include <stdio.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#define RAND_MAX 32767
#define PI 3.141592654

main(){
    int i, j, nmax, CONT[4];
    float RENT;
    float d1, d2, d3, d4;
    float r, re, PHI, xe, ye, ze, gamma, u, v, w, PHIL;
    float t[4], xd[4], yd[4], zd[4], rd[4];
    float GFTOP, ADET[4], ADET1[4], FACT[4], GFDET[4];
    /* radio of det-1,4 */
    float RDD[4]=0.5,0.2,0.3,0.5;
    /* distance between top entrance and det-1,4 */
    float d[4]=7.48,9.8,10.27,11.00;

    nmax = 10000000; /* numero de eventos (1000000000) */
    RENT = 2.5; /* raio da entrada superior */

    for(j=0 ; j<4 ; j++) CONT[j] = 0;
    for(i=0 ; i<nmax ; i++){
        if(i%1000000 == 0.0) printf("%d\n",i);

        /****** ENTRADA SUPERIOR *****/
        r = rand()/(RAND_MAX+1.0);
        re = r*RENT;
        PHI = r*2.0*PI;
```

```

        xe = re*cos(PHI);
        ye = re*sin(PHI);
        ze = 0.0;
        r = rand()/(RAND_MAX+1.0);
        gamma = acos(r);
        w = cos(gamma);
        r = rand()/(RAND_MAX+1.0);
        PHIL = r*42.0*PI;
        u = sin(gamma)*sin(PHIL);
        v = sin(gamma)*cos(PHIL);

/* **** ENTRADA AOS DETECTORES ****/

for(j=0 ; j<4 ; j++){
    t[j] = d[j]/w;
    xd[j] = xe + t[j]*u;
    yd[j] = ye + t[j]*v;
    zd[j] = ze + t[j]*w;
    rd[j] = sqrt(pow(xd[j],2.0)+pow(yd[j],2.0));
    if(rd[j] > RDD[j]) continue;
    CONT[j]++;
}
GFTOP = 2.0*PI*2.0*PI*pow(RENT,2.0);
for(j=0 ; j<4 ; j++){
    ADET1[j] = PI*pow(RDD[j],2.0);
    ADET[j] = 2.0*PI*2.0*PI*pow(RDD[j],2.0);
    FACT[j] = (float)CONT[j]/(float)nmax;
    GFDET[j] = GFTOP*FACT[j];
}
for(j=0 ; j<4 ; j++)
    printf("DET-%d G=% .5f %.5f\n",j+1,GFDET[j]);
}

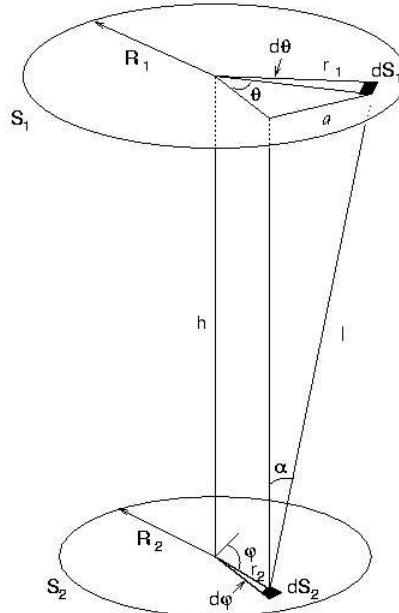
```

## APÊNDICE B

### FATOR GEOMÉTRICO PARA DOIS CÍRCULOS PARALELOS

Considere duas superfícies planas  $S$  (sem espessura) de raios  $R_1$  e  $R_2$ , separadas por uma distância  $h$  (ver Figura B.1). Seja  $dS_1$  e  $dS_2$  elementos de área das superfícies  $S_1$  e  $S_2$ , respectivamente. Pode-se definir um ângulo sólido para  $dS_2$ , subtendido em  $dS_1$ , mediante a expressão

$$d\Omega = \frac{dS_1 \cos \alpha}{l^2}. \quad (\text{B.1})$$



**FIGURA B.1** - As superfícies  $S_1$  e  $S_2$  estão subtendidas em um mesmo ângulo sólido.

Pela Figura B.1, temos as seguintes relações:

$$a^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \theta, \quad (\text{B.2})$$

$$l^2 = a^2 + h^2, \quad (\text{B.3})$$

$$dS_1 = dS_2 \cos \alpha, \quad (\text{B.4})$$

$$\cos \alpha = \frac{h}{l}, \quad (\text{B.5})$$

e os elementos de área

$$dS_1 = r_1 d\theta dr_1, \quad (\text{B.6})$$

$$dS_2 = r_2 d\varphi dr_2, \quad (\text{B.7})$$

Utilizando as relações anteriores e a definição do fator geométrico, temos:

$$dG = dS d\Omega = \frac{dS_2 dS_1 \cos^2 \alpha}{l^2}, \quad (\text{B.8})$$

ou

$$\begin{aligned} G &= \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_2} \int_0^{R_1} \frac{h^2 r_1 dr_1 r_2 dr_2 d\theta d\varphi}{(r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \theta + h^2)^2} \\ &= 2\pi h^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_2} \int_0^{R_1} \frac{r_1 dr_1 r_2 dr_2 d\theta}{(r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \theta + h^2)^2} \\ &= \frac{\pi^2}{2} \left[ R_1^2 + R_2^2 + h^2 - \sqrt{\{(R_1 + R_2)^2 + h^2\} \{(R_1 - R_2)^2 + h^2\}} \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

## APÊNDICE C

### ALGORITMO PARA CALCULAR A RESPOSTA DOS DETECTORES DO TELESCÓPIO APEX

O seguinte algoritmo, em linguagem C, calcula a resposta dos detectores APEX para elétrons, prótons e partículas alfa.

```
#include <stdio.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#define r2 2.818e-15
#define pi 3.14159265
#define mc2 0.511
#define NA 6.023e+23

main(){
    FILE *OUT[5];
    int j, i, k, l;
    double T, TT[5][500], DT[500][10], dEE[500][10], g, gg, b, bb;
    double Mc2[3]={0.511,938.256,3758.196};
    double aa, RT, dEdx;
    double nmin, nmax, AA[5], BB[5];
    double cont[5][500][10], t, E, dE;
    /** numero atomico, espessura, potencial de ionizacao, densidade da janela,
        detectores e absorvedores */
    double Z[8]={14.0,14.0,13.0,14.0,13.0,14.0,13.0,14.0};
    double x[8]={0.0001,0.0004,0.0,0.0004,0.002,0.0004,0.005,0.0004};
    double I[8]={1.72253e-04,1.72253e-04,1.62998e-04,1.72253e-04,
                1.62998e-04,1.72253e-04,1.62998e-04,1.72253e-04};
    double d[8]={2328.3,2328.3,2698.9,2328.3,
                2698.9,2328.3,2698.9,2328.3};
    double A[8]={28.0355,28.0355,26.9815,28.0355,
                26.9815,28.0355,26.9815,28.0355};
    double dx[5][10], N[5][10];
    double z[3]={1.0,1.0,2.0};
    double Tmin[3]={0.01,1.0,1.0};
```

```

double  Tmax[3]={10.0,100.0,1000.0};
double  n[3]={20000,10000,60000};
double  Emin[3]={0.009,0.09,0.09};

if((OUT[0]=fopen("responElec.dat","w"))==0)
if((OUT[1]=fopen("responProt.dat","w"))==0)
if((OUT[2]=fopen("responAlph.dat","w"))==0)

nmin = 0.0;
nmax = 300.0;

for(l=0 ; l<3 ; l++){
    BB[l] = log(Tmin[l]/Tmax[l])/(nmin-nmax);
    AA[l] = Tmin[l]*exp(-BB[l]*nmin);
}

for(l=0 ; l<3 ; l++){
    for(i=0 ; i<8 ; i++){
        dx[l][i] = x[i]/(float)n[l];
        N[l][i] = d[i]*NA/(A[i]*1e-03);
    }
}

aa = 4.0*pi*pow(r2,2.0);

for(l=0 ; l<3 ; l++)
    for(j=0 ; j<=(int)nmax ; j++)
        for(i=0 ; i<8 ; i++)
            cont[l][j][i] = 0.0;

for(l=0 ; l<3 ; l++){
    for(j=0 ; j<=(int)nmax ; j++){
        T = AA[l]*exp(BB[l]*(float)j);
        TT[l][j] = T;
        for(i=0 ; i<8 ; i++){
            if(x[i] == 0.0) continue;
            for(k=0 ; k<n[l] ; k++){

```

```

        if(T <= 0.0) continue;
        g = 1.0+T/Mc2[1];
        gg = pow(g,2.0);
        bb = 1.0-1.0/gg;
        b = sqrt(bb);
        if(l == 0)
            dEdx = aa*mc2*N[1][i]*Z[i]*(1.0/bb)*
                (log(b*g*sqrt(g-1.0)*mc2/I[i])+
                (1.0/(2.0*gg))*(pow(g-1.0,2.0)/8.0
                +1.0-(2.0*gg+2.0*g-1.0)*log(2.0)));
        else
            dEdx = aa*pow(z[1],2.0)*mc2*N[1][i]*
                Z[i]*(1.0/bb)*(log(2.0*mc2*bb/I[i])-log(1.0-bb)-bb);
            dE = dEdx*dx[1][i];
            T -= dE;
            cont[1][j][i] += dE;
        }
        dEE[j][i] = TT[1][j] - T;
    }
}
}

for(l=0 ; l<3 ; l++){
    for(j=0 ; j<=(int)nmax ; j++){
        fprintf(OUT[1],"%10.4f",TT[1][j]);
        for(i=0 ; i<8 ; i++){
            if(cont[1][j][i] <= 0.0) cont[1][j][i] = 1.0e-30;
            if(i%2 != 0.0){
                fprintf(OUT[1],"%.3e",cont[1][j][i]);
            }
        }
        fprintf(OUT[1],"\n");
    }
    fclose(OUT[1]);
}
}

```

