

## BESS実験による宇宙線反陽子流束の測定

浅岡陽一<sup>1</sup>・安部 航<sup>1</sup>・安楽和明<sup>1</sup>・泉 康介<sup>1</sup>・井森正敏<sup>1</sup>・上田郁夫<sup>1</sup>  
折戸周治<sup>1,7</sup>・佐伯学行<sup>1</sup>・佐々木誠<sup>2</sup>・佐貫智行<sup>1</sup>・志風義明<sup>1</sup>・鈴木純一<sup>2</sup>  
園田友博<sup>1</sup>・田中賢一<sup>2</sup>・谷崎圭祐<sup>3</sup>・野崎光昭<sup>3</sup>・灰野禎一<sup>1</sup>・福家英之<sup>1</sup>  
藤川元治<sup>1</sup>・西村 純<sup>1</sup>・松井長隆<sup>1</sup>・前野忠嗣<sup>3</sup>・榎田康博<sup>2</sup>・松川武夫<sup>3</sup>  
松田晋弥<sup>1</sup>・松永浩之<sup>1,8</sup>・松本 浩<sup>1</sup>・三井唯夫<sup>3,9</sup>・元木正和<sup>1,9</sup>・矢島信之<sup>4</sup>  
山上隆正<sup>4</sup>・大和一洋<sup>3</sup>・山本 明<sup>2</sup>・山本康史<sup>1</sup>・吉田哲也<sup>2</sup>・吉村浩司<sup>2</sup>  
Jon Mitchell<sup>5</sup>・Alexander Moiseev<sup>5</sup>・Jonathan F. Ormes<sup>5</sup>  
Eun-Suk Seo<sup>6</sup>・Robert Streitmatter<sup>5</sup>・J. Z. Wang<sup>6</sup>

## Measurements of Antiproton Spectrum with BESS

By

Yoichi ASAOKA<sup>1</sup>, Koh ABE<sup>1</sup>, Kazuaki ANRAKU<sup>1</sup>, Kosuke IZUMI<sup>1</sup>, Masatoshi IMORI<sup>1</sup>,  
Ikuo UEDA<sup>1</sup>, Shuji ORITO<sup>1</sup>, Takayuki SAEKI<sup>1</sup>, Makoto SASAKI<sup>1</sup>, Tomoyuki SANUKI<sup>1</sup>,  
Yoshiaki SHIKAZE<sup>1</sup>, Junichi SUZUKI<sup>2</sup>, Tomohiro SONODA<sup>1</sup>, Kenichi TANAKA<sup>2</sup>, Keisuke TANIZAKI<sup>3</sup>,  
Mitsuaki NOZAKI<sup>3</sup>, Sadakazu HAINO<sup>1</sup>, Hideyuki FUKU<sup>1</sup>, Motoharu FUJIKAWA<sup>1</sup>, Jun NISHIMURA<sup>1</sup>,  
Nagataka MATSUI<sup>1</sup>, Tadashi MAENO<sup>3</sup>, Yasuhiro MAKIDA<sup>2</sup>, Takeo MATSUKAWA<sup>3</sup>, Shinya MATSUDA<sup>1</sup>,  
Hiroyuki MATSUNAGA<sup>1,8</sup>, Hiroshi MATSUMOTO<sup>1</sup>, Tadao MITSUI<sup>3,9</sup>, Masakazu MOTOKI<sup>1,9</sup>,  
Nobuyuki YAJIMAA<sup>4</sup>, Takamasa YAMAGAMI<sup>4</sup>, Kazuhiro YAMATO<sup>1</sup>, Akira YAMAMOTO<sup>2</sup>,  
Yasuchika YAMAMOTO<sup>1</sup>, Tetsuya YOSHIDA<sup>2</sup>, Koji YOSHIMURA<sup>2</sup>, Jon MITCHELL<sup>5</sup>,  
Alexander MOISEEV<sup>5</sup>, Jonathan F. ORMES<sup>5</sup>, Eun-Suk SEO<sup>6</sup>,  
Robert STREITMATTER<sup>5</sup> and J. Z. WANG<sup>6</sup>

**Abstract** : The energy spectrum of cosmic-ray antiprotons has been measured by BESS suc-

---

<sup>1</sup> 東京大学, University of Tokyo

<sup>2</sup> 高エネルギー加速器研究機構, High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

<sup>3</sup> 神戸大学, Kobe University

<sup>4</sup> 宇宙科学研究所, Institute of Space and Astronautical Science

<sup>5</sup> NASA/GSFC, National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center

<sup>6</sup> University of Maryland

<sup>7</sup> 逝去, deceased

<sup>8</sup> 現所属: 筑波大学, University of Tsukuba

<sup>9</sup> 現所属: 東北大学, Tohoku University

cessively in 1993, 1995, 1997, 1998, 1999 and 2000. In total more than  $2 \times 10^3$  antiprotons were clearly identified in an energy range of 0.18 to 4.20 GeV. From these successive measurements of the antiproton spectrum at various solar activity, the effect of the solar modulation and the origin of cosmic-ray antiprotons are discussed.

## 要 旨

BESS実験は 1993, 1994, 1995, 1997, 1998, 1999, 2000年の計7回飛翔実験に成功し, 宇宙線反陽子スペクトラムの測定を継続的に行ってきた. 合計2000例を越える反陽子事象が0.18 - 4.20 GeVの運動エネルギー領域で明確に識別されている. 本稿では, これまでのBESSによる反陽子流束測定の結果をまとめる.

**重要語:** 宇宙線反陽子, BESS, 気球実験, 超伝導ソレノイド, 質量の同定

## 1. Introduction

宇宙線反陽子はGolden等による初めての観測[1]以来大きな注目を集めてきた. その起源として第一に考えられるのは一次宇宙線(陽子・ヘリウム等)と星間物質との衝突で生成される二次起源成分である. このような二次起源流束は一次宇宙線のスペクトラムと反陽子生成過程における運動学的要因により2 GeV付近にピークを持ち, その両側で急激に減少するという特徴的な形をしている. 一次宇宙線の流束は気球実験で精度良く測定されており, また, 反陽子の生成過程は加速器を用いた実験で調べられている. 従って, 二次起源成分の絶対流束とスペクトラムの形を測定することで, 銀河間での伝播過程の入力と出力を推定することになり, 伝播モデルに対して重要かつユニークな情報を与えることができる. また, 太陽活動の極小期から極大期にわたる陽子及び反陽子流束の経年変化をとらえることは, 宇宙線の太陽変調に対する重要なプローブとなる.

一方, 二次起源流束が減少する低エネルギー領域では初期宇宙での素粒子現象の痕跡を反陽子流束として観測できる可能性が指摘されている. 例えば, 暗黒物質の候補である超対称性粒子ニュートラリーノが銀河ハローに蓄積しており, それらが互いに衝突・対消滅し, 反陽子を生成するという可能性がある. また, 宇宙初期の相転位等の激しい擾乱による極短波長のゆらぎによって, 非常に小さなブラックホール(原始ブラックホール)が作られた可能性がある. 原始ブラックホールのうち, 質量が太陽の  $3 \times 10^{-19}$  倍程度に相当するものは Hawking 輻射 [2] によって現在寿命を迎えているはずであり, 爆発的に蒸発する直前に低エネルギーの反陽子を生成すると考えられている[3]. 一次起源反陽子流束については二次起源成分とは対照的に低エネルギーまで平坦に延びるスペクトラムが予測されているため, 原理的には両者を区別することができる. 未知現象に起因する一次起源反陽子流束の探索は素粒子・宇宙物理学的に非常に興味深いテーマであると言える.

BESS実験が始まる以前の宇宙線反陽子観測の状況を図1に示した. ほとんどの結果は, 実観測時間やアクセプ

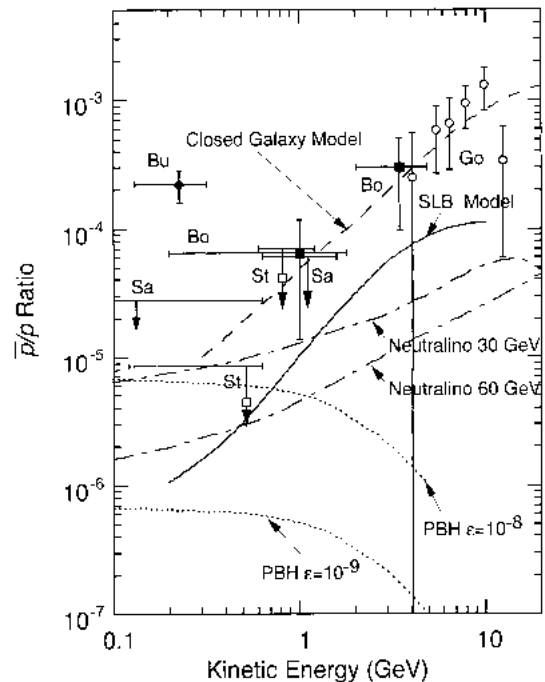


図1 BESS 実験以前の宇宙線反陽子観測

タンスに対する系統誤差を相殺することができる反陽子・陽子比の形で与えられている。図中、低エネルギー領域に反陽子流束の大きな過剰をみたBuffington等の観測は二次起源のみで説明することが非常に困難であったため、たくさんの理論的提案を生み出した。一方、Buffington等の結果を確認するために行なわれた2つの実験は反陽子を検出することができず、上限値を得るに留まっている。低エネルギー領域での非常に小さな流束と圧倒的に多量なバックグラウンドは反陽子の検出を非常に困難にし、実験間で結果に大きな食い違いを生み出した。特に、BESS実験が行われる以前には、反陽子の質量の同定に成功した例は報告されていなかったことを付け加えておく。

BESS実験はこのような状況のもとで、宇宙線反陽子の存在を確立し、その起源に迫ることを目的として始められた。本稿では、1993年から2000年まで計7回のフライトを通じて得られた、反陽子流束測定の結果について報告する。

## 2. BESS Spectrometer

### 2.1. BESS-2000

図2に示したBESS測定器は、極低頻度な宇宙線成分の探索と、様々な一次宇宙線の精密測定を行うことを目的として提案され[9, 10]、発展してきた[11, 12, 13, 14]気球搭載型の超伝導スペクトロメータであり、超伝導ソレノイド、高性能飛跡検出器、粒子識別装置、並列型高速データ収集システムより構成されている。

薄肉超伝導ソレノイドによって生成された1 Tの様な磁場中には、JET型ドリフトチェンバー(JET)とセル型ドリフトチェンバー(IDC)からなる飛跡検出器が設置されている。軸対称な構造によって、従来の気球搭載型検出器よりも桁高い $0.3\text{m}^2\text{sr}$ という面積立体角を実現している。入射粒子の飛跡の再構築は、最大28点のドリフトチェンバーのhit pointをfitすることによって三次元的に行われる。各点の分解能は、JETでは、 $r$ -方向 $200\ \mu\text{m}$ 、 $z$ 方向で $2.5\text{cm}$ であり、IDCでは、 $r$ -方向 $200\ \mu\text{m}$ 、 $z$ 方向で $470\ \mu\text{m}$ である(磁場の向きを $z$ 方向、鉛直上向きを $y$ 方向と定義)。 $z$ 方向の測定はcharge division(JET)とvernier pad(IDC)によって行なわれている。これらの連続的かつ冗長な飛跡再構築により、複数の飛跡、相互作用・散乱の痕跡の認識が可能となり、それらによる誤差を最小にすることができる。また、飛跡検出器の性能として、 $1\text{GeV}$ で $0.5\%$ の運動量分解能が得られる。さらに、JETガス中でのエネルギー損失が、それぞれのhit pulseの電荷積分のtruncated meanと

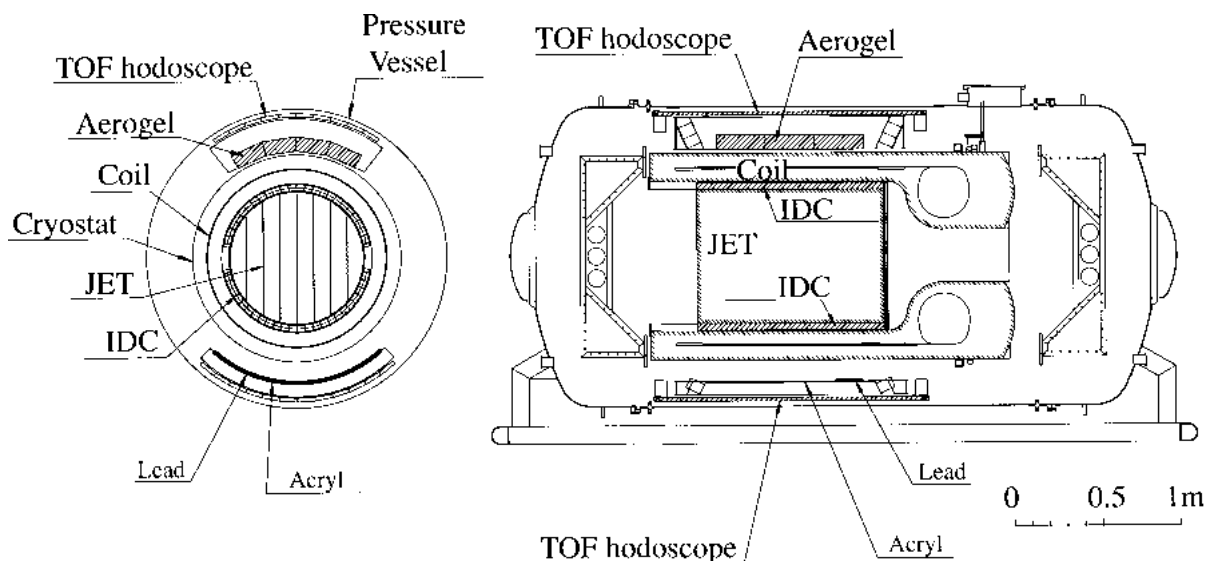


図2 BESS-2000 測定器

して得られる．これは分布にテールがなく，しかも完全に冗長な粒子識別であるため，特に低エネルギー反陽子の同定を確認することに力を発揮する．

測定器の最外層に配置された上下のシンチレーターホドスコープ (TOF) [13] は，粒子の飛行時間と2つの  $dE/dx$  の測定を行なう．TOFの時間分解能はカウンターあたり55psであり(1998-2000)， $1/\beta$  の分解能に換算すると，0.014に相当する．ここで， $\beta$  は光速で規格化された粒子速度であり，鉛直下向きを正と定義する．また，各カウンターについて，両側の読みだしの時間差から， $z$  座標についても約1cmの精度で情報を得ることができる．

反陽子は，陽子と同じ質量を持つ負電荷の粒子として同定される．電荷の符号は磁場中の粒子の曲がりから，粒子質量( $m$ )は粒子速度( $\beta$ )とrigidity( $R$ ，運動量/電荷)の測定から，

$$m^2 = R^2 (\beta^{-2} - 1)$$

と計算される．この明確な粒子識別はBESS実験の基本となるコンセプトであるが，相対論的エネルギーに達した粒子を識別するには， $1/\beta$  の分解能が定数となることから，原理的な限界が存在する．エアロゲルチェレンコフカウンター[14]は，屈折率 $n = 1.02$ (97年は1.03)のエアロゲルを放射体としたスレッシュヨルド型のチェレンコフカウンターである．チェレンコフ光を放射するのが， $1/\beta < n$ の粒子のみであることを用いて， $\beta \approx 1$ である電子・ミュー粒子等を数千倍の除去係数で取り除くことにより，約4 GeVまで反陽子を識別することを可能とする．

第一段階のトリガー(TO trigger)は上下TOFカウンターのコインシデンスによって発生する．各カウンターのスレッシュヨルドは最低電離損失となる粒子の与えるパルス高の $1/3$ と十分に低く設定されており，トリガー効率は100%である．第二段階のトリガー(track trigger)はデータ取得の際に必要な時間がdeadtimeになることから，圧倒的に多い陽子事象のデータ取得によって，実観測時間を失わないようにするためのものである．これは，TOFとIDCのhit patternから，(i)多粒子事象や飛跡のない事象を除き，(ii)粗いrigidity測定によって，負電荷でエネルギーの小さい粒子にバイアスした事象選択を行い，効率的にデータを収集する．また，これとは別に不偏サンプルとして，TOFのコインシデンスのみでトリガーした事象のデータも数十分の1の割合で取得している．ここまででアクセプトされた事象については，イベントビルダーが全ての測定器からデータを読み出し，事象データの構築を行なう．イベントビルダーは9台のtransputerを用いた並列処理と，Direct Memory Access Controller (DMAC) による高速データ転送を特徴とする．第三段階のトリガーは，全データを40GBの記憶媒体(Exabyte)に記録できるレベルまでレートを下げることが目的としている．JETのhitを用いて実際に粒子の飛跡をfittingすることによって，より正確なrigidityによる事象選択を行なうことができる．これによって負電荷側でのトリガー効率を高く保ったまま，頻度の高い高エネルギー陽子を大幅に削減することが可能になる．Transputerbank(15台のtransputerによる並列処理)がこの役割を担っている．不偏サンプルを含む，以上のトリガー条件を満たした事象が最終的にExabyte(磁気テープ)に書き込まれる．

## 2.2. Detector Upgrades

BESS測定器には93年の初飛翔以来，より質の高いデータを得ることを目的として，毎年のように改良が加えられてきた．各年の実験結果を検証し，毎年のようにフィードバックをかけて改良できるということは，気球実験の大きな利点である．図3に，その変遷をあらわすBESS測定器の断面図を示した．図中(a)93年の測定器を表す．初期の測定器におけるTOFの時間分解能はカウンターあたり210psでありカウンターの横幅も20cmと広かった．Track triggerにはTOFホドスコープではなく，Outer drift chamber(ODC)が用いられていた．図中(b)は95年の測定器である．TOFホドスコープを改良し，セグメンテーションを倍増させることで(10cm)[15, 16]，分解能がカウンターあたり80psに改善した．これによって，反陽子識別可能範囲が0.6から1.4 GeVへと大幅に拡大した．また，新たな粒子識別装置の組み込みを想定して，圧力容器の大型化を行っている．96年には，飛翔

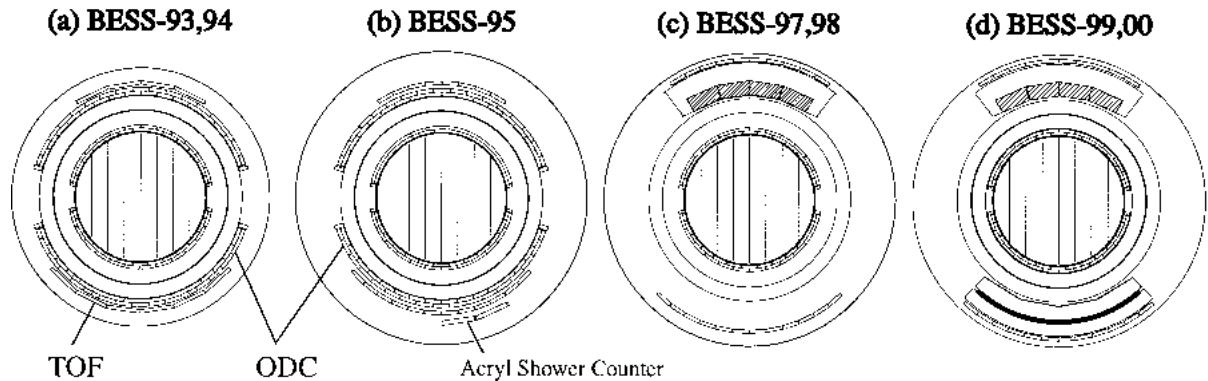


図3 93年から2000年にわたる、反陽子検出性能の向上を目指したBESS測定器の改良。(a)-(d)が、それぞれ、93&94、95、97&98、99&2000年の測定器に対応する

実験そのものは気球の事故で失敗に終わったが、新たに開発されたイベントビルダーによって観測のdead timeが大幅に減少した[17]。また、記憶媒体の容量を10GBから40GBへと増大させた。さらに、97年の測定器を図中(c)に示した。97年の改良点は、さらなるTOFカウンターの改良によって、カウンターあたりの分解能50psを達成したこと、屈折率1.03のシリカエアロゲルを放射体として用いたチェレンコフカウンターを搭載したことである。これによって、反陽子識別可能領域が二次起源反陽子流束のピークを含む3.6GeVまで拡大した。98年にはエアロゲルの屈折率を1.02に変更し、より高エネルギーの4.2GeVまで識別可能範囲が広がった。粒子がエアロゲルを通過する際の発光量は屈折率1.03の場合の2/3になるが、BELLEグループ(KEK)の開発したより透明度の高い製法によって製作したため、検出される光電子の量は、90%程度までの減少に留めることができた。次章以下に示されるように、これらの改良は全て反陽子流束測定の結果に反映されており、この10年間、BESS実験が低エネルギー宇宙線反陽子の測定をリードする要因となった。

さらに、99年には、電子・ミュオン粒子の識別、中重核の識別、ストレンジマターの探索等を目的にしたシャワーカウンタ[18, 19]が、測定器下側に新たに搭載され、現在(図中(d))に至る。

### 3. Experiments

観測は、反陽子等を低エネルギーまで検出するために、磁極に近いカナダ北部(rigidityカットオフ0.3-0.5GV)で行なわれている。測定器は、NASAの大型気球によりマントバ州リンレークから、約36kmの高空に打ち上げられ、残留大気約5g/cmで飛翔した後、アルバータ州ピースリバー近郊で回収されている。図4に、各年の飛翔経路を示した。リンレークとピースリバーの間の距離は約2000kmである。これまでに、93年、94年、95年、97年、98年、99年、2000年の計7回の飛翔実験に成功している(表1)。

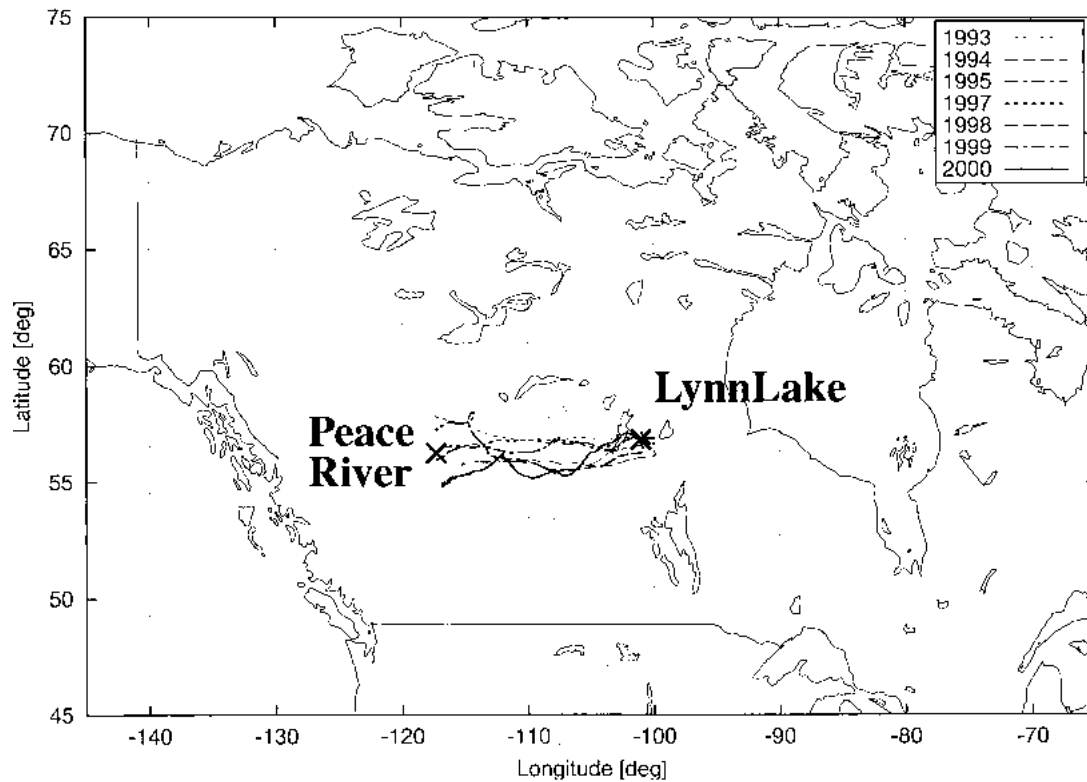


図4 1993年から2000年のBESS気球実験の飛翔経路

表1 BESS 実験フライトのまとめ

	BESS-93	BESS-94	BESS-95	BESS-97	BESS-98	BESS-99	BESS-00
飛行時間 (hr)	17.5	17.0	17.5	20.5	22.0	34.1	33.4
観測時間 (hr)	14.0	15.0	12.3	18.3	20.0	30.1	30.8
Dead Time (%)	39	50	39	13	15	12	8
事象数 ( $\times 10^6$ )	4.0	4.2	4.5	16.2	19.0	20.2	20.9
データ量 (GB)	4.5	6.5	8	31	38	41	39
反陽子識別領域 (GeV)	0.2 - 0.6	0.2 - 0.6	0.175 - 1.4	0.18 - 3.56	0.18 - 4.2	0.18 - 4.2	0.18 - 4.2
反陽子事象数	6	2	2	415	384	668	558

## 4. Analysis

### 4.1. Antiproton Identification

オフラインの事象選択は(i)反陽子の明確な検出,(ii)入射エネルギーの正確な決定を目的として、以下に示すカットを適用することによって行なわれる。

1. 測定器の感度領域に完全に含まれた下向き $1\text{ tacc}$ の事象を選択;
2. 上(下)TOFの $1(1\text{ or }2)$ 枚のカウンターにhitがあることを要求;
3. 粒子の飛跡を外挿したものとTOFのhitの位置が, $r -$ ,  $y - z$ 平面で共に合致していることを要求;
4. 上下TOFの $dE/dx$ が陽子のエネルギー損失と矛盾がないことを要求;

5. 粒子エネルギー等の重要な測定量の信頼性を確保するため, fittingの $\chi^2$ , fittingに使われたhit数の下限を定める等の, trackqualityを要求;
6. 粒子の $1/\beta$ と $R$ から計算された質量が陽子質量と矛盾がないことを要求.

さらに, 低エネルギー反陽子の識別には完全に冗長な測定量であるJETでの $dE/dx$ を用いて, 万全を期することができる. 95年までは電子・ミュー粒子との分離ができなくなることから,  $1/\beta$ のresolutionが反陽子の識別可能範囲の上限を決めていた. 97年に搭載されたエアロゲルチェレンコフカウンターは, 以下に示すカットによって, 識別可能範囲の上限を大幅に拡大することができる.

1. 入射粒子の飛跡の外挿がエアロゲルを通過していることを要求;
2. チェレンコフ光の出力の合計が,  $\beta > 1$ の粒子(電子等)の平均の出力の9%(99, 2000年は7%)以下であることを要求.

これらのカットは電子・ミュー粒子のバックグラウンドを数千分の1に減少させることができるが, 同時に測定器のアクセプタンスも2割程度減ってしまうため,  $1/\beta$ だけでは十分な反陽子識別ができない高エネルギー部分のみに適用される.

図5に, 93年から97年までの反陽子の識別を示した. 図は $R$ に対して $1/\beta$ をプロットしたもので, 正電荷を持つ陽子のバンドと軸対称の位置に負電荷を持つ反陽子が極めて明確に識別されている. また, 210, 80, 50psと改良が重ねられてきたTOFカウンターの分解能の効果も一目瞭然である. さらに, 97年にはエアロゲルの搭載により, 電子・ミュー粒子のバックグラウンドが除去され, 大幅な反陽子事象の増加をもたらした. ここで, エアロゲルを用いたカットの結果残った事象の $1/\beta$ 分布が電子・ミュー粒子のピークである1からずれていることによって, 数GVの高エネルギー領域でも, エアロゲルとTOFの組合せによって質量の同定による反陽子識別がなされていることは非常に重要である. 図6には98年から2000年までの反陽子識別図を示した. 98年からは屈折率1.02のエアロゲルを使用することで, さらに反陽子の検出可能領域を拡大した. 若干の光量の減少により高エネルギー領域での電子・ミュー粒子の混入が無視できなくなったが, 混入量は最大でも数%に押えられている.

全ての反陽子事象はイベントディスプレイで詳細にチェックされ, 相互作用の痕跡, fitting異常等の問題がないことが確認されている. また, 正電荷粒子のなだれこみやアルベド粒子の混入は, 優れた $1/\beta$ ,  $R$ 分解能によって完全に除去されている. さらに, 全ての反陽子を地磁気の中でトレースバックし, 地磁気の圏外まで到達することを確かめており, アルベド粒子の再入射でないことが確認されている.

#### 4.2. Corrections for Flux Measurement

識別された反陽子事象( $N$ )から, そのエネルギースペクトラムが,

$$J_{\text{TOA}} dE = \frac{N_f - N_{e/\mu} - N_{\text{atmos.}}}{S \cdot t}$$

の式に従って計算される. ここで,  $J_{\text{TOA}}$ は大気頂上での微分流束,  $N_{e/\mu}$ は反陽子バンド内に混入した電子・ミュー粒子数,  $N_{\text{atmos.}}$ は大気で生成された反陽子の数,  $S$ は測定器の面積立体角,  $t$ は実観測時間を表す. また,  $\epsilon$ は測定器での反陽子検出効率と大気での生存確率の積である. これらは以下のように推定される.

1. 測定器の面積立体角はモンテカルロシミュレーションによって計算される. 軸対称な測定器の構成により精度良く定めることができる.
2. 実観測時間は1MHzのクロックを数えることによって直接測定されている. 不感時間の割合が小さいことからその不定性は非常に小さい.
3. 大気頂上での入射粒子のエネルギーは, 事象毎に測定器の物質質量と大気でのエネルギー損失をトレースバックして計算する.
4. 宇宙線のデータから直接求めることのできない測定器や大気での相互作用損失の割合は, GEANT/

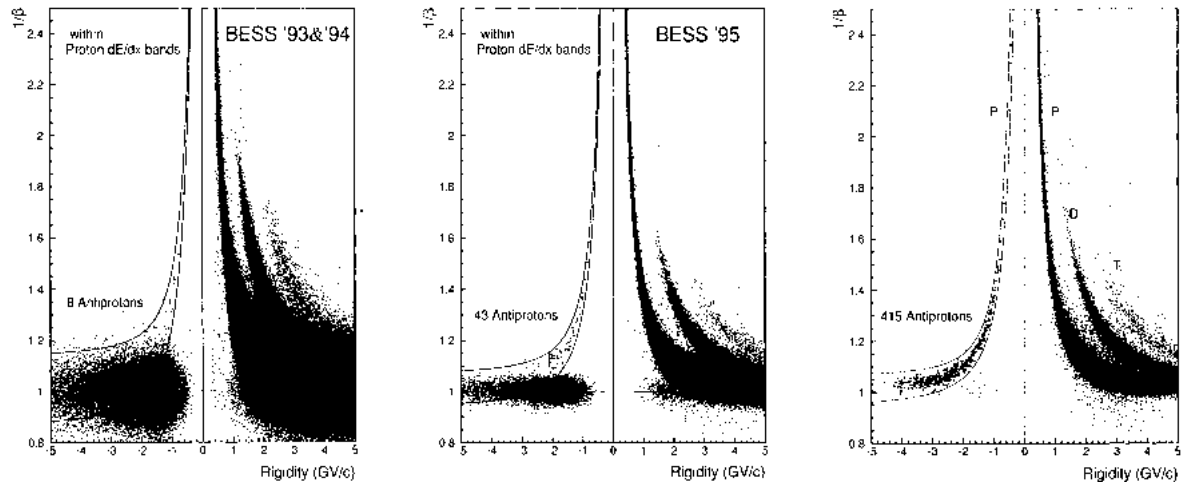


図5 左から, 93 + 94, 95, 97 年飛翔実験による反陽子事象識別 [ 25, 5, 6 ]. 実線 / 点線は反陽子の質量バンドを示す

GHIESHAに基づいたモンテカルロシミュレーションによって推定する.

5. トリガー効率, track quality cutの効率等の入射粒子の相互作用と無関係な事象選択の効率は, 飛翔実験データにおける陽子の不偏サンプルを用いて精度良く計算できる.
6. 大気生成された反陽子は最近の計算 [ 21, 22, 23 ]によって見積もられている. 観測された反陽子事象にしめる割合は20 - 30%である.

流束計算の際の主要な系統誤差の要因は, 低エネルギー側では測定器内での相互作用による損失の補正, 高エネルギー側では大気反陽子流束の推定となっており, 最大 ± 15% を評価している. これらの系統誤差の削減を目指して (i) 反陽子ビームを用いた検出効率の直接測定, (ii) 山頂高度での大気反陽子流束測定 [ 20 ] 等が行なわれている. 特に, (i) については次章で詳しく述べる. また, 大気反陽子流束については (ii) の他にも, 地磁気のカットオフが大きく (4.5 GV) 低エネルギーの宇宙線反陽子が気球高度まで到達できないフォートサムナー (アメリカ) での飛翔実験を2001年に実施しており, 上空での純粋な大気反陽子の測定が可能となった. このデータについては現在解析中である.

反陽子・陽子比を求める際に必要となる陽子流束も反陽子流束と同様に計算される. 陽子流束を得るために最も支配的な系統誤差となるのは大気陽子の補正である. これは特に低エネルギーで大きく, 太陽活動が極大となっ

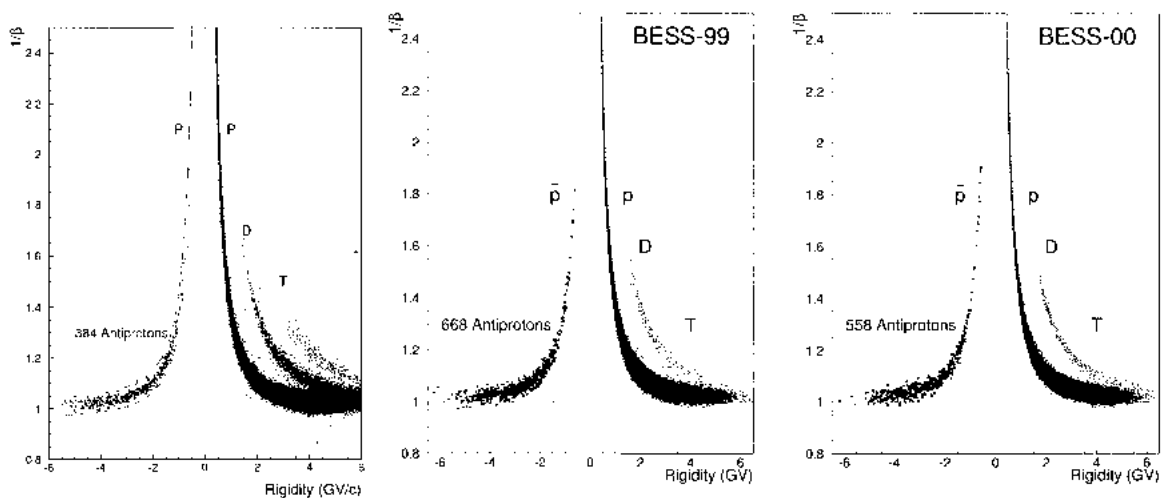


図6 98, 99, 2000 年飛翔実験による反陽子事象識別 [ 7, 8 ]. 実線 / 点線は反陽子の質量バンドを示す



た2000年では0.2GeV付近で観測された陽子事象の50%を占めている．大気陽子の推定も計算[24]によって行なっているが，99，2000年の解析では上昇中のデータを用いて，低エネルギー陽子の大气発展を再現するように計算のパラメータを変更した．さらに，系統誤差の見積もりも同じく上昇中のデータを用いて合理的に行うことができた．一般に，反陽子のスペクトラムを反陽子・陽子比の形で示すことは面積立体角，実観測時間等の系統誤差を相殺できるという利点があるが，BESS実験においては，これらの量は絶対値として十分な精度で決定することができ有意な系統誤差にはならない．一方，大気粒子と相互作用損失というBESS実験における系統誤差の主要な要因は，反陽子・陽子で異なるため相殺しない．これはBESS実験において，結果を反陽子陽子比の形で示すことが系統誤差の削減につながらないことを意味する．

#### 4.3. Reduction in Systematic Errors

薄肉超伝導ソレノイドの採用は大面積・大立体角，一様な性能という他の反粒子探索実験にはないユニークな，そして本質的な特徴をもたらした．その一方，入射粒子は常にソレノイドを通過しなければならず，透過物質量がヘルムホルツ型の磁石を採用している他実験に比べ大きくなることは避けられない．このため，より大きな測定器内相互作用による損失の補正を必要とし，反陽子検出効率に対して最大15%の系統誤差を評価している．我々は測定器の粒子検出効率をGEANT/GHEISHAに基づくモンテカルロシミュレーション(BESS MC)によって評価している．BESS MCには測定器の詳細な物質分布や現実的な応答が含まれており，さらに，反陽子原子核間の相互作用断面積には過去の実験データを再現するように変更したものが用いられている．しかしながら，二次粒子の振舞いや測定器の応答に対する不定性が検出効率に与える影響を精度よく推定することは難しい．有効観測時間や面積立体角に不定性が小さいこともあって，特に低エネルギー領域では相互作用による損失が支配的な系統誤差の原因となっている．

99年にKEKの12GeV VPSのK2エリアにて行われたBESS測定器のビームテストは，反陽子ビームを用いた検出効率の直接測定によって，その系統誤差の大幅な削減を目指したものである[26]．図7に，BESS測定器ビームテスト時のK2ビームラインのセットアップを示した．ビームラインの測定器には4枚のトリガーカウンタ，2台のドリフトチェンバー，1台のエアロゲルチェレンコフカウンタを配置した．これらの測定器によって，BESSへの入射粒子の識別，入射位置・エネルギーの決定を十分な精度で行うことができる．BESSへのビームの入射位置としては，透過物質量や通過領域の観点から宇宙線の入射を代表することができるような3点を図8に示すように選び(CFG1-3)，それぞれの位置に対して，1GeV以下のエネルギーを持つ反陽子，陽子を入射しデータを取得した．

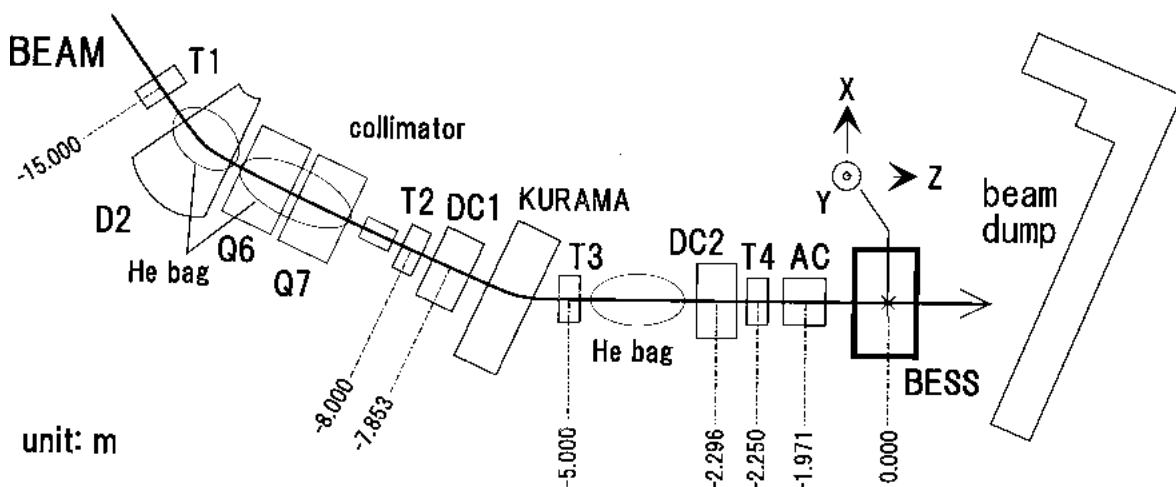


図7 BESS ビームテスト時代の，K2ビームラインのセットアップ

図9に、このビームテストの結果得られたBESS測定器検出効率の直接測定結果を示す。ビーム起源の系統誤差(ビームダンプの影響、偶発性粒子混入の影響など)については詳細に検討して見積もっている。図には同じ条件で生成したBESS MCの結果も示しておいた。約0.2GeV以下でビームテスト結果とMCの検出効率に大きなずれが見られるが、この領域は急激に検出効率が変化するところであり、ビームエネルギーの決定に伴う系統誤差が原因である可能性が高い。それ以上のエネルギーでは、陽子・反陽子とも、非常に良く一致している。さらに、ビームテストの結果を用いて、BESS MCの詳細な理解、検証を行い、検出効率の決定に対してGHEISHA が十分に信頼できることを確認した。また、MCに含まれている物質や測定器の記述についても検証した。この結果、反陽子の検出効率に伴う系統誤差が測定器直上で0.16 - 1.0GeVのエネルギー範囲で5%以内に押えられていることを確認した。また、陽子に関しても0.4 - 1.0GeVの範囲で2%以下に押えられていることが示された。BESS測定器は年々改良されているが、質量の同定による粒子識別に代表される測定器の特徴が保たれていること、及びBESS MCの信頼性に対する詳細な検証が行われたことから、ここで得た結果は過去5, 6, 8および将来(南極での長期フライトも含む)の反陽子流束の測定にも適用可能である。

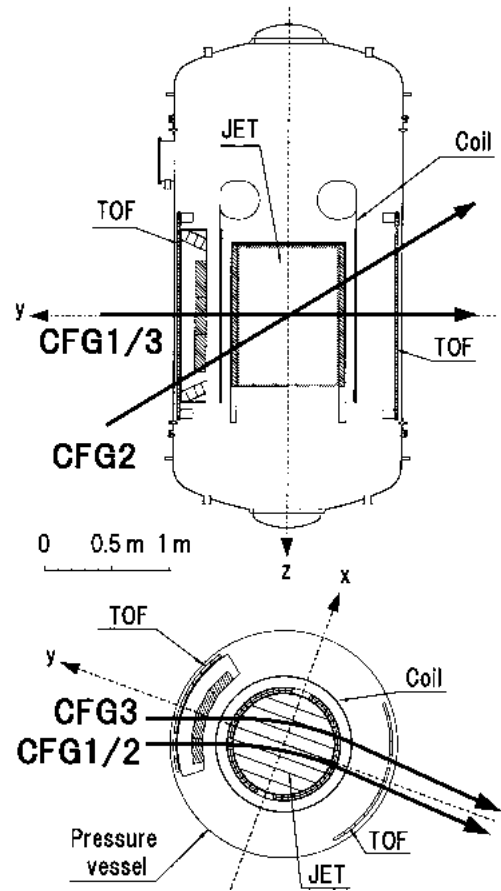


図8 CFG 1 - 3それぞれの、BESS 測定器への反陽子ビーム入射位置

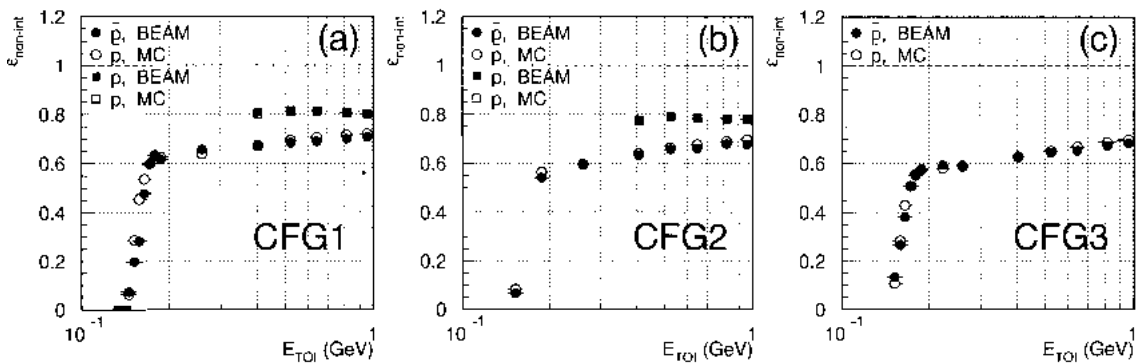


図9 (a)CFG 1 ,(b)CFG 2 ,CFG 3 における、反陽子、陽子検出効率の直接測定

## 5. Results

### 5.1. Mass Identified Antiprotons

BESS実験として最初の結果である93年の反陽子・陽子比を図10に示す。これは、質量の同定による反陽子識別から得られた初めての有限の反陽子・陽子比であり、過去に得られた上限値と矛盾しない。その一方で、非常に高い流束を観測し数々の理論的考察を産み出したBuffington等の結果が正しくないことを示した。

低エネルギー宇宙線反陽子の観測において一般に不可能と考えられていた薄肉超伝導ソレノイドの採用は、極

微量の流束を捉えるための実験の鍵であり、また、質量の同定という確実な粒子識別による測定は宇宙線反陽子の存在を確立した。これらの方法の優位性を実験結果として示せたことが以下に述べる今後の発展につながったことに疑いの余地はなく、非常に重要な段階であったといえる。

## 5.2. Antiprotons at Solar Minimum

図11に、太陽活動極小期の95年と97年に観測された反陽子流束を示す[6]。97年の観測は反陽子の検出可能範囲の大幅な拡大により、二次起源反陽子流束に期待される特徴的な2 GeV付近のピークを世界で初めて捉えることに成功した。図中の曲線は、“diffusion model”、及び“leaky box model”による二次起源反陽子流束の最近の計算結果である[28, 29, 30, 31]。これらの計算では、反陽子生成の計算に最近測定された以前の標準に比べて1.3から1.5倍小さい陽子流束[27]を用い、反陽子が核子と同じ伝播過程を経ているという仮定のもとBoron/Carbon比等の様々な種類の宇宙線原子核のデータをフィットすることによって得たモデルパラメータを用いている。測定されたピーク付近での絶対流束がこれらの計算と良く一致していることは、(i) 反陽子が核子と同じ伝播過程を経ていること、(ii) 低い陽子流束の方が正しいこと、(iii) 宇宙線反陽子の大部分が二次起源であることという3つの強い示唆を与えている。一方、二次起源流束のピークを越える高エネルギー領域における測定も行われており、50 GeVまでの反陽子流束が報告されている[33, 34]。BESS実験を含むこれ

ら第二世代の気球実験が、これまでに比べて統計量の高いデータで広いエネルギー領域において反陽子スペクトラムを捉えたことにより、二次起源反陽子のより詳細な計算が可能となった[34, 35]。文献[34, 35]では“leaky box model”に比べより物理的な“diffusion model”を用い、再加速、反陽子の非弾性散乱によるエネルギー損失(tertiary interaction)、原子核内の原子の持つフェルミ運動量による閾値以下での反陽子生成等の効果を組みこんだ複雑な計算が行なわれている。なかでも文献[35]は、陽子・反陽子、電子・陽電子、鉄までの原子核、及びdiffuse  $\gamma$ -raysの銀河間での伝播を統一的に扱おうという野心的な試みとなっている。計算の基礎となる反応断面積のデータ不足という問題は依然として残っているものの、二次起源反陽子流束の計算がより厳密なものになりつつあることは確かであり、その帰結として、二次起源反陽子流束はかつて考えられていたほどには低エネルギー側で急激に減少しないことが示された。

一方、一次起源反陽子の探索にとって太陽活動の極小期における観測は最も重要な意味を持つ。これは、ソフトなスペクトラムが予測される一次起源流束には太陽変調の影響が大きく、大気頂上での流束が銀河間のものに最も近づく極小期の測定において最も高い感度を得られるためである。95年と97年の結果を合わせた1 GeV以下の流束は基本的には最近の二次起源反陽子流束の計算と矛盾しないものの、極低エネルギーでは計算に比して若干の過剰がみられる。超対称性粒子の対消滅に伴う反陽子流束の可能性に関しては、その流束が二次起源成分とそのスペクトラムシェイプから抽出できるほどの違いがないことから、95+97年の結果のレベルの流束からその発見を示すのは難しい[29]。しかし、低エネルギーでの流束に期待される二次起源反陽子流束からの大きな過剰が観測されなかったことで、我々のデータはニュートラリーノの質量が100 GeV以下の場合について、MSSM

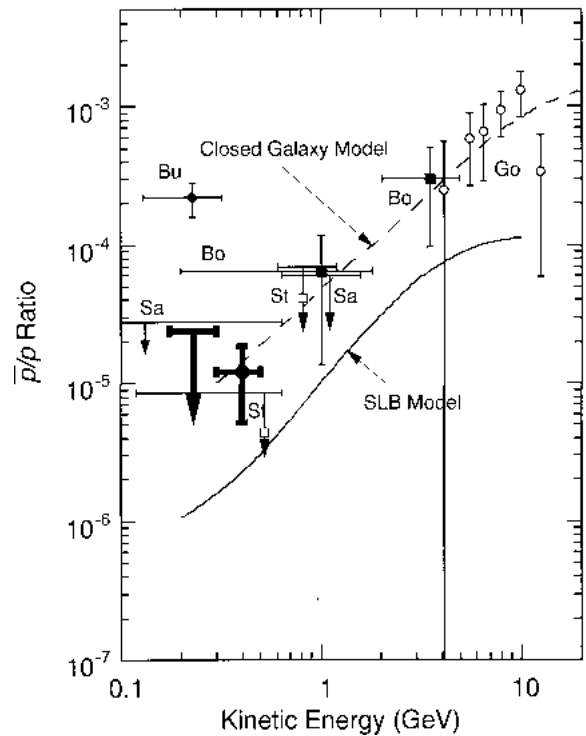


図10 反陽子陽子比の測定結果 (BESS-93)[4]

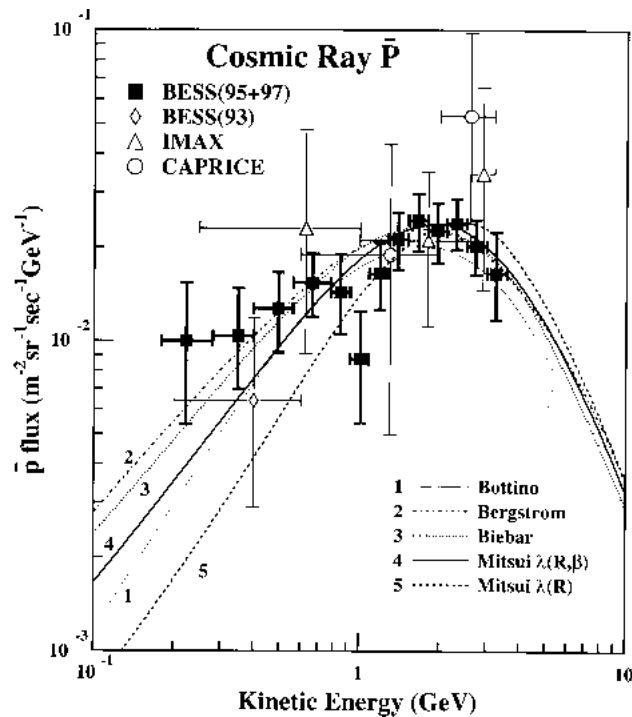


図11 太陽活動極小期に測定された反陽子スペクトラム (95 + 97 年)[ 6 ]

のパラメーター空間に制限を与えることができた[ 29 ]. 図12に示したのは蒸発頻度が  $R = 0.4 \times 10^{-2} \text{ pc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$  の場合の原始ブラックホール蒸発に伴う反陽子流束(点線)である[ 36 ]. 二次起源反陽子流束(実線)としては文献[ 29 ]を用いており, 破線が二次起源と一次起源の流束の和を表す. 原始ブラックホール蒸発による反陽子スペクトラムは非常にソフトであり, 最近の低エネルギー領域での二次起源反陽子流束とも原理的には十分に識別可能である. しかしながら, 統計的に制限された現状では, 一次起源流束の存否について決定づけるのは不可能である. 従って, 今のところ“二次起源流束と矛盾しない”ということしかいえない. 流束が任意である一次起源反陽子の存在が証明されるのは, スペクトルの形の違いによって測定された反陽子流束が純粋な二次起源流束と矛盾することが示される場合のみである. 従って, より詳細な一次起源反陽子の探索には統計量の大幅な向上が不可欠である.

### 5.3. Antiprotons at Solar Maximum

太陽は22年の磁場のサイクルを持ち, その磁極は11年ごとの太陽活動極大期に反転する. 太陽表面の磁場をその中に凍結した太陽風は, 赤道面で400km/s, 極で800km/sの速度で拡がっている(太陽活動極大期には, 共に600km/s). 太陽の自転及び磁極が太陽の北極/南極からずれていることによって, 拡散していく太陽風は太陽系内に非常に複雑な磁場のパターンを形成する. 太陽変調(solar modulation)は, 局所的な磁場中での荷電粒子の拡散/対流等によってもたらされる宇宙線のエネルギースペクトラムの変化を意味するが, その電荷依存性は, 大局的な磁場中でのドリフトパターンによって生み出されるという点で非常に興味深い. BESS実験は99年, 2000年の観測を加え, 太陽活動の極小期から極大期まで反陽子流束の経年変化を追うことに成功した. 特に太陽磁極の正から負への反転が99年と2000年の間に起きており, これらのデータは太陽変調の電荷依存性を調べる上で新しいプローブとなる. これまで, 電荷依存性は質量の大きく異なる電子と陽子やヘリウムの核子の比の時間変化として調べられてきたが, BESS実験では質量の等しい陽子・反陽子の同時測定が可能であり, より純粋に電荷依存性を研究することができる.

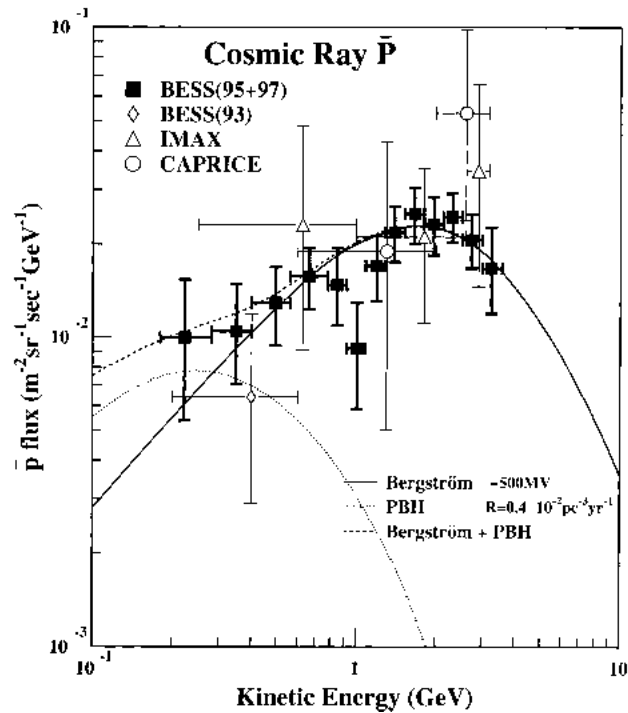


図12 蒸発頻度が、 $R = 0.4 \times 10^{-2} \text{pc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ の場合の、原始ブラックホール蒸発に伴う反陽子流速 [36]

図13に太陽活動極小期の97年の結果と共に、99年、2000年の反陽子・陽子比を示した[8]。二次起源反陽子と宇宙線陽子はスペクトラムの形と電荷の符合において異なる。電荷依存性を組み込んだモデル(ドリフトモデル)によると、これらの効果は太陽極性が正のときは相殺する方向に、極性が負のときは強め合う方向に働く。従って、極性が正の期間の反陽子・陽子比はほぼ一定で、極性反転に際して急激な上昇を示すことが期待される。図中の破線、一点差線、実線は、それぞれ正極性における太陽活動極小期、正極性における太陽活動極大期、負極性における太陽活動極大期におけるBieber等の計算結果である。それぞれの線が、ほぼ97(破線)、99(一点差線)、2000年(実線)のフライト時期に対応する。一方、電荷依存性を含まない球対称なモデルによると[37]、比の変化にはスペクトラムの違いのみが寄与することになる。よって、球対称なモデルによる99年と2000年のフライト時における反陽子・陽子比は図中の点線のように予測され、極性反転前後の比の変化は電荷依存性を含むモデルの予測より小さく押えられる。我々の得た結果は2000年に急激な上昇を示しており、ドリフトモデルの予測により合致している。また、モデルパラメーターや銀河間での流束の異なるドリフトモデル[35]も、定性的に同様な振舞いを予測している。

図14(a)に93年から2000年までの反陽子・陽子比の経年変化を銀河間での値[30]で規格化して示した。四角の点が $\sim 0.3 \text{GeV}$ 、丸が $\sim 1.0 \text{GeV}$ 、星が $\sim 1.9 \text{GeV}$ のエネルギーに対応する。図中の点線は球対称モデルによる計算である。球対称モデルにおいて、変調の強度は太陽の極性によらない一つのパラメータで表される。これは図14(b)のヒストグラムとして示したクライマックスの中性子モニターの計数率から一次式によって見積もっている[8]。ドリフトモデルでは、太陽極性とtilt angle(図14(b)、破線)の二つのパラメータによって変調の強度が予想される。ここで、tilt angleは太陽磁場の正負を分ける面(current sheet)と太陽の赤道面のなす角であり、太陽表面の磁場の測定[42]からcurrent sheetの緯度方向への変位の南北への最大値の平均をとることによって推定される。図(a)の破線はドリフトモデルによる経年変化の予言であり、文献[38]に与えられた反陽子・陽子比対の図から作成した。図中、ハッチを施した領域は極性反転の時期を表す。ドリフトモデルに対してデータとの全体的な合致が見られる。

太陽磁場の極性反転を含む太陽活動の極小期から極大期までの経年観測を通じて、BESS実験は広いエネルギー領域での反陽子及び陽子の絶対流束の同時測定に成功した。Ulyssesによる高緯度での測定[39]及びPioneerによる遠方での測定[40]や気球による電子・陽電子の同時測定[41]と共に、太陽変調について理解を深めモデルを改良していく上で非常に重要なデータを与えたといえる。

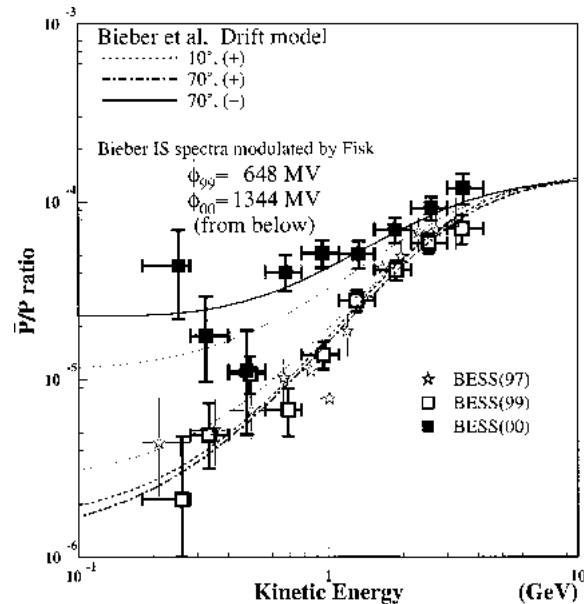


図13 太陽活動極大期の、太陽磁場極性反転前後における反陽子・陽子比の測定 [8]. 太陽活動極小期の、97年のデータと共に示した

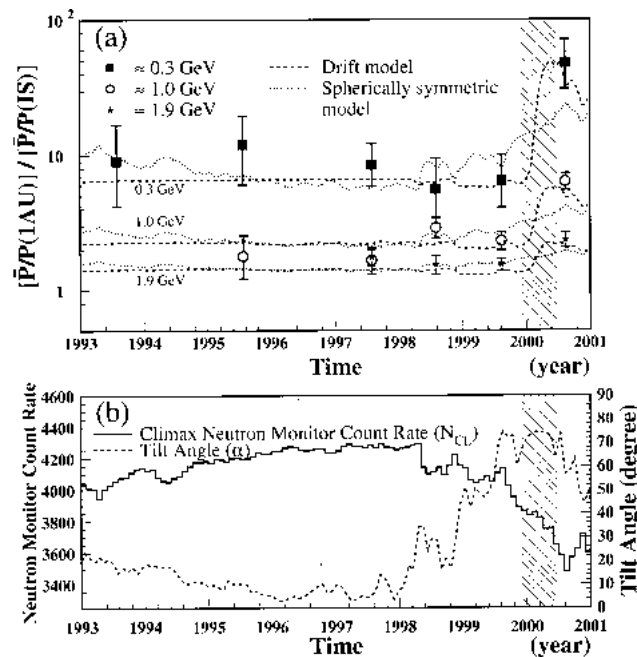


図14 (a)1993年から2000年の反陽子・陽子比の経年変化 [8]. 四角が $\sim 0.3\text{GeV}$ 、丸が $\sim 1.0\text{GeV}$ 、星が $\sim 1.9\text{GeV}$ を表す。图中、破線は、ドリフトモデルによる計算、点線は球対称モデルによる計算である。(b)ニュートロンモニター及び tilt angle の経年変化

## 6. Conclusion

BESS実験は93年の初飛翔において低エネルギー宇宙線反陽子の存在を証明し、その後の測定器の改良と合わせて2000年までに2000事象を越える反陽子を検出した。97年の太陽活動極小期には2 GeV付近の特徴的なピークを観測し、その領域で計算との良い一致をみて、宇宙線反陽子の大部分が二次起源であることを示した。一方、1 GeV以下の低エネルギー領域での流束は統計によるふらつきの範囲内であるものの、最近の計算に対して若干の過剰を示している。95年と97年を合わせた流束は初期の反陽子探索実験の示した低エネルギー領域の大きな過剰を明確に否定する一方で、一次起源反陽子の存在の可能性を残す結果となっている。

99年から2000年にかけての太陽活動極大期には太陽極性反転に伴う反陽子・陽子比の急激な上昇をとらえ、太陽変調の電荷依存性についての決定的なデータを提示した。さらに、太陽活動極小期から極大期までの広いエネルギー領域における反陽子・陽子の絶対流束の同時測定は、太陽変調のモデルをより深く研究するために非常に重要なデータとなる。低エネルギー反陽子の起源を探求する上でも、太陽変調の詳細な理解は不可欠である。特に、一次起源反陽子はソフトなスペクトラムが予想され、太陽活動によって大きく影響を受けるため、太陽変調の総合的な理解は欠かせない。

BESSの将来計画であるBESS-Polar実験は[ 43, 44 ], 南極での長期飛翔を目指す。BESS-Polar実験では、これまでのBESS実験で得た宇宙線伝播、太陽変調などに関する知見をもとに、圧倒的な統計量でスペクトルの形を測定することによる究極の一次起源反陽子探索を狙う。BESS実験の集大成となるであろう。

## 謝 辞

BESS実験の実現に御協力頂いた文部科学省、外務省および実験実施機関である宇宙科学研究所・高エネルギー加速器研究機構・神戸大学・東京大学の各事務局の方々に深く感謝致します。また、BESS実験の継続のためにサポートし続けて下さった宇宙科学研究所西田所長、高エネルギー加速器研究機構菅原機構長はじめ関係各位に心から感謝致します。BESS実験は文部科学省科学研究費補助金および平和中島財団国際学術研究助成の援助を得て進められています。また、解析には東京大学素粒子物理国際研究センター(ICEPP)の計算機システムを使用させて頂いています。この場をお借りして深く感謝申し上げます。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] R. L. Golden *et al.*, Rev. Letter. **43**, 1196 (1979).
- [ 2 ] S. W. Hawking, Nature **248**, 30 (1974).
- [ 3 ] K. Maki, T. Mitsui, and S. Orito, Phys. Rev. Lett. **76**, 3474 (1996).
- [ 4 ] K. Yoshimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3792 (1995); A. Moiseev *et al.*, Astrophys. J. **474**, 479 (1997).
- [ 5 ] H. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4052 (1998).
- [ 6 ] S. Orito *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1078 (2000).
- [ 7 ] T. Maeno *et al.*, Astropart. Phys. **16**, 121 (2001).
- [ 8 ] Y. Asaoka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 051101 (2002).
- [ 9 ] S. Orito, ASTROMAG Workshop, KEK Report 87-19, 111 (1987).
- [ 10 ] A. Yamamoto *et al.*, IEEE Trans. Magn. **24**, 1421 (1988).
- [ 11 ] Y. Ajima *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **443**, 71 (2000).
- [ 12 ] A. Yamamoto *et al.*, Adv. Space res. **14** (2), 75 (1994).

- [ 13 ] Y. Shikaze, T. Mitsui *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **455**, 596 (2000).
- [ 14 ] Y. Asaoka, K. Abe, K. Yoshimura *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **416**, 236 (1998).
- [ 15 ] 松永浩之, 修士論文 (1993).
- [ 16 ] 松本 浩, 修士論文 (1994).
- [ 17 ] 前野忠嗣, 修士論文 (1997).
- [ 18 ] 福家英之, 修士論文 (2000).
- [ 19 ] 山本康史, 修士論文 (2000).
- [ 20 ] M. Fujikawa, Ph.D thesis, University of Tokyo (2001).
- [ 21 ] T. Mitsui, Ph. D. thesis, University of Tokyo (1996).
- [ 22 ] Ch. Pfeifer *et al.*, Phys. Rev. C **54**, 882 (1996).
- [ 23 ] S. A. Stephens *et al.*, Astropart. Phys. **6**, 229 (1997).
- [ 24 ] P. Papini *et al.*, Nuovo Cimento **19**, 367 (1996).
- [ 25 ] 吉村浩司他, 平成9年度大気球シンポジウム (1997).
- [ 26 ] Y. Asaoka *et al.*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg) 2139 (2001).
- [ 27 ] T. Sanuki *et al.*, Astrophys. J. **545**, 1135 (2000).
- [ 28 ] A. Bottino *et al.*, Phys. Rev. D **58**, 123503 (1998).
- [ 29 ] L. Bergstrom *et al.*, Astrophys. J. **526**, 215 (1999).
- [ 30 ] J. W. Bieber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 674 (1999).
- [ 31 ] T. Mitsui *et al.*, to be published.
- [ 32 ] D. Bergstrom *et al.*, Astrophys. J. **534**, L177 (2000) ; M. Boezio *et al.*, astro-ph/0103513.
- [ 33 ] Musser *et al.*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg), 1684 (2001).  
Phys. Rev. Lett. **83**, 674 (1999).
- [ 34 ] F. Donato *et al.*, astro-ph/0103150.
- [ 35 ] I. V. Moskalenko *et al.*, astro-ph/0106567.
- [ 36 ] K. Yoshimura, Adv. Space Res., in press.
- [ 37 ] L. A. Fisk *et al.*, J. Geophys. Res. **76**, 221 (1971).
- [ 38 ] Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Utah) **7**, 17 (1999).
- [ 39 ] J.A. Simpson *et al.*, Adv. Space Res. **16 (9)**, 135 (1995).
- [ 40 ] J.P.L. Reinecke *et al.*, J. Geophys. Res. **98**, 9417 (1993).
- [ 41 ] M. Garcia-Munoz *et al.*, Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. (Dublin) **3**, 497 (1991).
- [ 42 ] Hoeksema, <http://quake.stanford.edu/~wso/Tilts.html>.
- [ 43 ] A. Yamamoto *et al.*, Adv. Space Res., in press.
- [ 44 ] 福家英之他, 本報告, (2002).