



ISSN 1349-1113
JAXA-RR-11-008

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

大気球研究報告

2012年3月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

| | |
|--|----|
| 序 文 | |
| 高橋 忠幸 | |
| スーパープレッシャー気球とゼロプレッシャー気球を組み合わせたタンデム気球の開発 I | 1 |
| 斎藤 芳隆, 飯嶋 一征, 松坂 幸彦, 松嶋 清穂, 田中 茂樹 梶原 幸治, 島津 繁之 | |
| 気球搭載型 CALET プロトタイプ (bCALET-2) による電子・ガンマ線観測 | 17 |
| 仁井田 多絵, 鳥居 祥二, 小澤 俊介, 笠原 克昌, 村上 浩之 赤池 陽水, 植山 良貴, 伊藤 大二郎, 荻部 樹彦, 近藤 慧之輔 九反 万里恵, 田村 忠久, 吉田 健二, 片寄 祐作, 清水 雄輝 福家 英之 | |
| 大気球を利用した μ -LRS のカプセル自由落下実験 | 47 |
| 滝澤 潤一, 杉村 文隆, 大窪 拓哉, 平木 講儒, 中須賀 真一 | |

序 文

昨年3月11日に、東北地方を大地震が襲い、続けておこった津波で三陸地方を中心に大きな被害が発生しました。三陸は宇宙科学研究所における大気球実験が生まれ、育てられた大事な地です。一日も早い復興をお祈りいたします。大気球実験においても、地震の直接的、間接的な被害を受け、円滑な研究活動ができなかった年となりました。

一方で、大樹町での大気球放球技術は確立し、特に工学実験が盛んに行なわれるようになっていきます。本年度は、新しい大気球の姿をめざしたタンデム型の気球開発、国際スペースステーション（ISS）の実験として採用された CALET のプロトタイプ、これから新しい気球応用の一つと目されているカプセル自由落下実験の3編が寄せられています。今後とも多様な実験が盛んに提案され、実施されますように願っております。

平成23年度は、大気球実験に大きな貢献をされた松坂幸彦さんと本田 秀之さんが退職されました。松坂さんは、ランチャー班の主任として気球放球時の運用に心を砕いていただくと共に、気球の国産化に大きく寄与した気球皮膜用の連続溶着装置、薄膜高高度気球実験を可能にした軽量のテレメトリコマンドシステム、より安全、確実な放球を実現したスライダー放球装置など、気球システムの根幹を構築してくださいました。本田さんは、現在は、成層圏大気のクライオジェニックサンプリングチームのPIとしてご活躍されていますが、三陸の実験場の頃は、ランチャー班、受信班両方でご活躍され、飛翔位置の正確な把握を可能にしたGPSの導入や、PCMテレメトリコマンドの構築に尽力してくださいました。お二人のこれまでの貢献に深く感謝いたします。

大気球研究委員会
委員長 高橋 忠幸

スーパープレッシャー気球とゼロプレッシャー気球を 組み合わせたタンデム気球の開発 I

斎藤 芳隆^{*1}, 飯嶋 一征^{*1}, 松坂 幸彦^{*1}, 松嶋 清穂^{*2}, 田中 茂樹^{*2},
梶原 幸治^{*3}, 島津 繁之^{*3}

Development of a tandem balloon system with a super-pressure balloon and a zero-pressure balloon I

By

Yoshitaka SAITO^{*1}, Issei IJIMA^{*1}, Yukihiro MATSUZAKA^{*1}, Kiyoho MATSUSHIMA^{*2},
Shigeki TANAKA^{*2}, Koji KAJIWARA^{*3} and Shigeyuki SHIMAZU^{*3}

Abstract

The tandem balloon system with a super-pressure balloon and a zero-pressure balloon is a vehicle which can fly a long duration flight changing the level flight altitudes. This system requires a super-pressure balloon with good capacity to endure high pressure. A pumpkin shaped 3-m balloon with 20 μ m polyethylene films covered by a Vectran net with diamond shapes was developed and showed the excellent capacity to endure the pressure of 9,600 Pa on the ground test. A flight test of a tandem balloon system with a super-pressure balloon of the same model and a 2-kg rubber balloon was performed on June 1, 2011, from the Taiki Aerospace Research Field. It was launched in the early morning and the flight lasted crossing the sunrise. It was found that the temperature of the skin of the super-pressure balloon changed by 30 degrees before and after the sunrise and the lift of a rubber balloon at night flight decreased by 5 % after the launch. These parameters are quite useful to evaluate the required capability for the pressure resistance of super-pressure balloons, and to determine the lift of rubber balloons for future tandem systems. Development to enlarge the super-pressure balloon will be continued to provide the system for future scientific experiments.

Key words: Scientific Balloon, Super-pressure Balloon, Membrane Structure

概 要

スーパープレッシャー気球とゼロプレッシャー気球からなるタンデム気球は高度を変えながら長時間飛翔する飛翔体である。このシステムにおいてはスーパープレッシャー気球に高い耐圧性能が要求される。20 μ m 厚のポリエチレンフィルムに、ベクトランで作った菱目の網をかぶせた直径 3 m のかぼちゃ型気球を製作し、地上で膨張、耐圧試験を実施したところ、正常に展開し、9,600 Pa に耐えることが実証された。これと同型の気球と 2 kg のゴム気球からなるタンデム気球を、2011 年 6 月 1 日に大樹航空宇宙実験場より放球し、日昇をまたいだ飛翔性能試験を実施した。その結果、昼夜でスーパープレッシャー気球の皮膜温度は 30 度変化すること、ゴム気球の夜間の浮力は地上での値と比較して 5 % 減少することがわかった。

^{*1} 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所

^{*2} 藤倉航装株式会社

^{*3} ナカダ産業株式会社

これらの情報は、今後、スーパープレッシャー気球の要求耐圧を定量化するためや、同様のシステムを飛翔させる際のゴム気球の設定浮力を設定する際に極めて有用である。今後、大型のタンデム気球システムの開発を進めると共に、科学実験への応用を行なう予定である。

重要語： 科学観測用気球、スーパープレッシャー気球、膜構造物

1. はじめに

長時間（数カ月程度）飛翔できる気球ができれば、新しい実験手段による新しいサイエンスの創出が期待される。長時間飛翔気球の切札はスーパープレッシャー気球（SP 気球）である。宇宙研気球グループでも Lobed-pumpkin 型、俵型などの開発が進められており、SP 気球の実現が現実的な状況となっている [1][2]。しかし、一方で、現状の SP 気球が必ずしも万能ではなく、たとえば、飛翔航跡制御の方法が確立していない、気球自体の重量が重いといった問題点を抱えていることもわかっている。

気球を長時間飛翔させるもう一つの方法が知られている。SP 気球とゼロプレッシャー気球（ZP 気球）の組合せからなるタンデム気球である。夜間、ZP 気球が浮力を失いシステム全体が降下すると周辺大気の密度が上昇するため、体積が一定である SP 気球の浮力が増加し、気球の降下は停止する [3]。この原理を利用した気球は Sky Anchor 気球として 1970 年代に研究が進められたが [4]、大きな SP 気球が実現できなかったこともあり、それ以後全く研究が進んでこなかった。

タンデム気球の特徴は、単一の SP 気球との比較を通じて以下のようにまとめられる。

- いずれも長時間飛翔が可能だが、SP 気球は一定高度を飛翔するのに対し、タンデム気球では昼夜で数 km 程度の高度変動がある。
- バラストやガスの消費は伴うが高度を変化させることができ、現在、ZP 気球で行なっているのと同様に、高度による風向の変化を利用した航跡制御が可能である。これは SP 気球はできない。
- タンデム気球では、過去に飛翔実証された体積（2,100 m³）の数倍の SP 気球があれば、100 kg の搭載機器を高度 35 km に投入できるシステムを実現できるが、SP 気球単体でそれを行うには数 10 倍の体積の気球をつくる必要がある。
- 同一高度を飛翔できる気球で比較すると、両方で必要なロープ重量は同一である。一方、気球皮膜重量は、すべてを同一のフィルムで製作した場合は単独の SP 気球の方が軽い。ZP 気球部分を薄く軽いフィルムで製作すればタンデム気球の方がより軽くなる。
- 現状の SP 気球は ZP 気球と同一体積で比較すると、コストが 2 倍程度かかっている。費用対効果もタンデム気球の方が優れる可能性がある。
- タンデム気球の SP 気球部に必要とされる耐圧性能は SP 気球と ZP 気球の体積比の分、SP 気球単体の気球の場合に要求される耐圧性能より高い。ただし、この性能は、小型 SP 気球に関しては達成されている。
- 現状では、大樹航空宇宙実験場における放球装置は、二つの気球を同時に放球することは想定外であり、新しい方法が必要である。

両者の違いを一言でいえば、高度変化を利用するならばタンデム気球、嫌うならば単独の SP 気球が優れる。タンデム気球が実現すれば、日々、高度別の大気成分の詳細観測をするといった新しいミッションが可能となる。

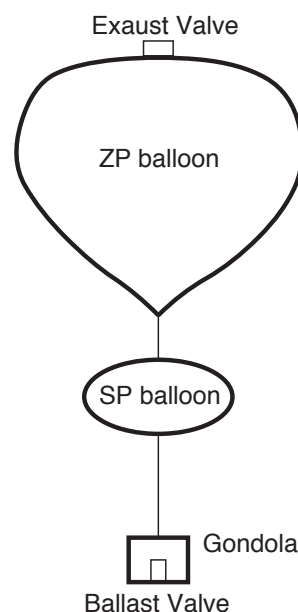


図 1: タンデム気球

表 1: 網をかぶせた気球の諸元

| 気球番号 | NPB001-2,3 | NPB001-1 |
|------------------------|------------|----------|
| 公称容積 (m ³) | 9.6 | 9.3 |
| 直径 (m) | 3.03 | 2.99 |
| 全長 (m) | 3.97 | 3.92 |
| 高さ (m) | 1.80 | 1.79 |
| ゴア数 | 20 | 12 |
| 最大ゴア幅 (mm) | 516 | 783 |
| フィルム厚 (μm) | 20 | 20 |
| 網線強度 (N) | 415 | 1330 |
| 縦網線数 | 402 | 96 |
| 網交点間隔 (mm) | 101 | 500 |
| 赤道網線間隔 (mm) | 48 | 196 |
| 弁座直径 (mm) | 300 | 530 |
| 実測耐圧値 (Pa) | 9,600 | 2,650 |
| 気球重量 (kg) | 3 | 16 |

このような観点から、2009 年からタンデム気球システムの開発を開始した。体積 50,000 m³ の ZP 気球に体積 10,000 m³ の SP 気球を吊り下げて飛翔させることを目標としており、ISAS/JAXA の気球プロジェクトの一環として PI に提供できるシステムとして完成度を高め、科学実験への適用を行なう予定である。実現のためには、技術開発要素として、高耐圧気球、および、連結しての放球方法、の開発が必要であり、飛翔実験により、要求耐圧性能の定量化、浮力を補償する原理の実証が必要である。高耐圧化は、フィルムの局所曲率半径を小さくすることで実現でき、気球に高強度繊維の網をかぶせることで、薄く軽いポリエチレンフィルムで耐圧性能を向上させる方法の検討を進めている [5]。本論文では、直径 3 m の高耐圧気球の開発と、ゴム気球とのタンデム気球として飛翔させた結果を報告する。

2. 高耐圧気球の開発

2.1 網の開発

強度が小さいフィルムでできた気球に高強度繊維の網をかぶせることで耐圧性能を向上させることが可能である [5]。この手法の原理的な有効性は、2010 年 4 月に、20 μm 厚のポリエチレンフィルムで作られた気球にケブラーロープの網をかぶせた直径 3 m の気球 (NPB001-1) を試作し、膨張、破壊試験を実施することで確認されている。しかし、この際は、ロープを縫いあわせて網としたもので、網として製作されたものを用いたわけではなかった。ナカダ産業株式会社の協力により、まず、高強度繊維の網の開発を行なった。その結果、ベクトラン [6] 製の重量 0.364 g/m の網線 (破断強度 420 N) を用いて、目合 101 mm の軽く丈夫な網を編網することに成功した。先の気球で用いたケブラーロープは、破断強度が 1,300 N、重量 1.13 g/m であり、この網の重量あたりの強度はケブラーロープと同程度である。

2.2 膨張試験

2011 年 2 月にこの網を 20 μm 厚のポリエチレンフィルムでかぼちゃ型 (オイラーの楕円の回転体) につくった直径 3 m の気球にかぶせ、膨張、破壊試験を実施した。気球の諸元を表 1 に示す。NPB001-1 気球と比較すると、網の目を 1/4 に細かくする一方で、網線一本一本は軽く弱くしており、結果として、フィルム強度で決まっている耐圧性能を 4 倍にすることを狙った。

このタイプの気球の耐圧性能は、文献 [5] の方法により求めることができ、赤道網線間隔が 48 mm であることから推定される破壊圧は 11,000 Pa である。また、この計算には、網の偏りの効果⁴が入っていないが、これが NPB001-1 気球と同様だと仮定し、NPB001-1 気球の破壊圧 2,460 Pa と赤道網線間隔の比 0.243 からスケールすると、破壊圧は 10,000 Pa と推定される。

⁴ 網目の間隔が均等にならず、耐圧性能は最大の網目の幅で決まる。

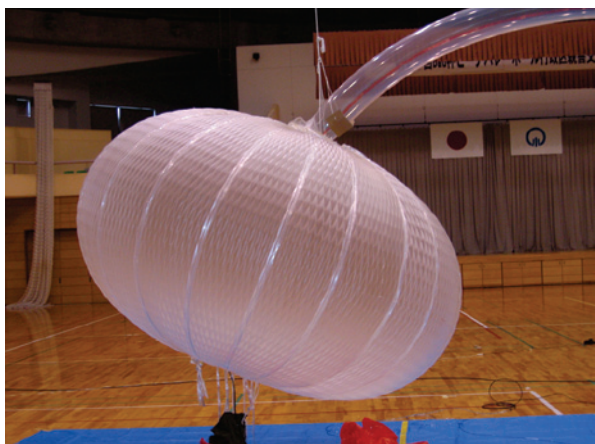


図 2: 5,000 Pa が印加された状態 (NPB001-2, 小野町体育館)



図 3: 満膨張の様子 (NPB001-2, 宇宙研車庫)



図 4: 破壊の様子, その 1 (NPB001-2, 宇宙研車庫)



図 5: 破壊の様子, その 2 (NPB001-2, 宇宙研車庫)



図 6: 破壊の様子, その 3 (NPB001-2, 宇宙研車庫)



図 7: 破壊の様子, その 4 (NPB001-2, 宇宙研車庫)
網の縫合がはずれた

なお、この気球では NPB001-1 気球と比較して極部の構造にも改良を加えた。NPB001-1 気球ではロープを鉄のリングに縛りつける構造をとっていたのに対し、NPB001-2 では、鉄のリングをケブラーロープに置き換えることで軽量化した。

膨張実験を 2011 年 2 月 25 日、小野町民体育館にて実施した。2 月としては暖かく、当日の気温は 10 度であった。気球の内圧を気球尾部に取り付けた圧力ポートと差圧計をつないで計測した。差圧計は 20 kPa レンジのものをうい、その電圧値を気温と共に 0.5 秒ごとにデータロガーで記録した。

気球は最初はヘリウムガス、後に、空気によって膨張させ、正常に展開することが確認された（図2）。途中、随時、赤道周長の計測を行なった（表2）。その後、加圧により破壊を試みたが、5,900 Pa でガス注入用のチューブが破れてしまい、そこで、実験は終了とした。

2.3 破壊試験

2.3.1 一回目の試験

ガス注入用チューブを 100 μm 厚ポリエチレンフィルム 2 重にする改修を行ない、膨張、破壊実験を 2011 年 4 月 12 日、宇宙科学研究所のバス用車庫にて実施した。当日の気温は 19 度であった。前回同様、気球の内圧を 20 kPa レンジの差圧計で計測し、1 秒ごとにデータロガーで記録した。

気球は最初はヘリウムガス、後に、空気によって膨張させた。満膨張の様子を図3に示す。その後、加圧したところ、6,500 Pa において破裂した。破裂の様子を図4～7に示す。網のつなぎ目からの破断であり、まず、網同士の接合部がちぎれ、追って、フィルムが横方向に引っ張られて、子午線方向に大きな裂け目ができて破断したものと推測された。

2.3.2 気球の形状

図8に、赤道部周長の圧力による変化を示す。赤道部周長は漸近的に設計長に近い長さに収束している。二回の試験での計測値の差は 70 mm、割合にして 0.7 % の違いがある。気温の変化（9 度）による網線の伸びの影響は、網線の線膨張係数が $-6 \times 10^{-6} / \text{deg}$ であることから、0.7 mm 程度と推定され、上の値はこれと比較して十分に大きい。この周長は、網線よりも張り出したフィルム部分の周長であり、一度、5,900 Pa まで加圧したことによりフィルムが伸ばされ、張り出し量に変化した可能性、および、網線も伸ばされた可能性が考えられるが、原因の特定には至っていない。

図9に子午線長の圧力による変化を示す。子午線長は圧力に伴い、フィルム長を越えて伸びている。この伸び量は 800 Pa において 1.3 % である。これは、設計時に網線の長さをフィルムに比べて 1.8 % 長くとしたことによるものである。気球の子午線長は、網が横方向に広がるため、網の線長よりは縮むはずであり（実際、0.5 % 縮んだ）、それを想定して長さを設定したが、結果としてフィルムが伸ばされている。弾性変形の範囲内であるため許容できるが、今後は、変形が生じない設計としたい。

そもそも、かぼちゃ型は、縦方向のみに張力が働いている場合の形状であり、網のように横方向にも張力が働いている場合はかぼちゃ型からのずれが期待される。縦横両方向に均等な張力が働いている球形は、かぼちゃ型よりも縦長である。横方向の張力が働いている網をかけた気球の場合には、赤道長が小さく、子午線長が長くなることが、想定される。今後、数値シミュレーションなどで形状を定め、定量的な比較を試みたい。

表 2: NPB001-2 気球の加圧時の大きさの変化

| 2011 年 2 月 25 日の膨張試験時の計測値 | |
|---------------------------|-----------|
| 圧力 [Pa] | 赤道周長 [mm] |
| 240 | 9360 |
| 360 | 9395 |
| 550 | 9437 |
| 800 | 9485 |

| 2011 年 4 月 12 日の膨張試験時の計測値 | | |
|---------------------------|-----------|-----------|
| 圧力 [Pa] | 赤道周長 [mm] | 子午線長 [mm] |
| 200 | 9420 | 3875 |
| 400 | 9530 | 3890 |
| 600 | 9540 | 3800 |
| 800 | 9555 | 3820 |

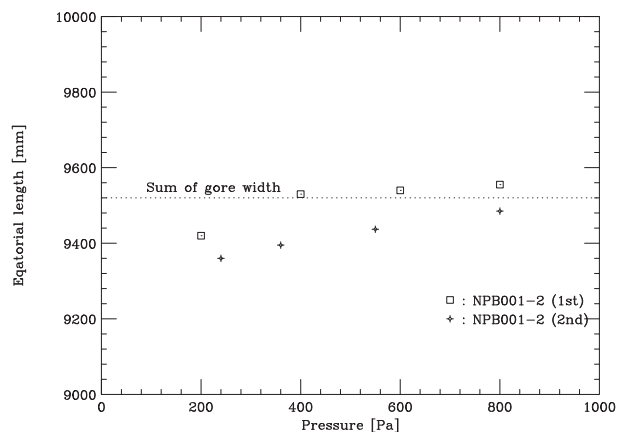


図 8: 周長の圧力による変化 (NPB001-2)

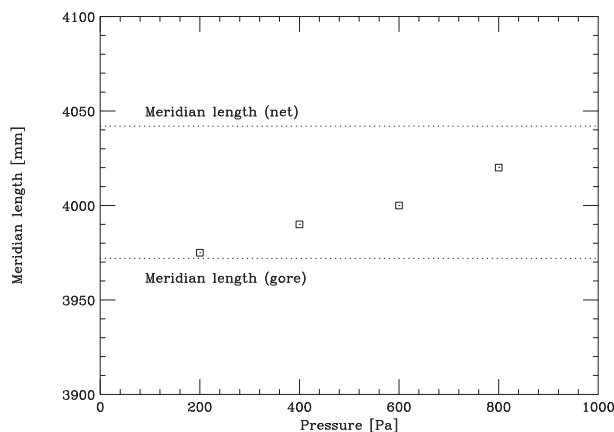


図 9: 子午線長の圧力による変化 (NPB001-2)

2.3.3 網接合部の破断

網と網の束縛が外れてしまった問題についての検討を行なった。この部分の糸は亜麻糸 20×3 を用いていた。実験後の試験の結果、亜麻糸で網糸を 2 回巻いて縛った際の破断強度は 102 N であることがわかった。より太い紐を縛った、事前の試験では 200 N が発揮できており、製作にあたっては強度は十分あると考えていたが、網線の太さの場合には強度が半減していた。

6,500 Pa の圧力がかかっている際に、網糸にかかる平均的な引張加重は 117 N である。赤道部の網糸の平均間隔は 47 mm であり、網の束縛糸に平均的にかかる加重は 56 N に過ぎない。しかし、網糸の赤道部の横方向の間隔は不均一になることが知られており、網目が広がっているところでは局所的に大きな強度が要求されている部分があることが予想される。仮に 80 mm となっていた場合で束縛糸にかかる加重は 101 N となり、破断強度に匹敵する。束縛に用いていた糸の強度では不十分である。

そこで、束縛部にも網と同一の強度を持たせることとした。適切な糸を、亜麻糸、ポリエステル糸、ダイニーマ糸、ベクトラン糸などから検討したが、結局、網糸と同じベクトラン糸を用いることとした。束縛糸には、気球本体への干渉を小さくするため細いこと、小さな曲率半径にしても強度が十分出ること、解けにくいこと、といった性能が要求される。ベクトラン糸の場合、直線引張に比べると半分程度の強度となるが、2 回まわしで用いることで、網糸と同程度の強度 (470 N、ただし、最低では 300 N となる試験片もあった) が発揮できていた。

2.3.4 二回目の試験

破断したフィルムを交換し、網同士の接合にベクトラン糸を用いる改修を行なった後、再度、膨張、破壊試験を実施した。実験は、2011 年 4 月 26 日に、宇宙科学研究所のバス車庫にて、同様のセットアップで実施した。最初ヘリウムガスを注入し、頭部を膨張させた後、空気により圧力を加えた (図 10)。気球は、9,600 Pa にて破裂し、赤道上の網目の中央が破れた (図 11)。図 12 に差圧の時間変化を示す。

所期の耐圧性能が発揮できたため、この製作方法で、成層圏飛行用気球の製作を実施することとした。

3. 超小型タンデム気球の飛行試験

3.1 実験の目的

SP 気球と ZP 気球を組合せた長時間飛行気球を実現するためには、SP 気球の昼夜の気圧変化を計測し必要な耐圧性能を求めること、および、重要な要素技術である、浮力を補償する原理、高耐圧気球の実証を行なうことが必要である。しかし、いきなり大型の気球によるシステムの実証を行なうのは以下の観点から困難である。

- 太陽光の有無による気球ガス温度の変化に起因する圧力差を計測するには、昼夜にわたり飛翔する必要があるが、残念ながら現在の大樹町では大型気球でそのような飛翔をさせることができない。
- このシステムで要求される SP 気球の耐圧性能に比べ、5～7 倍の安全率を見込んでいる。このため、SP 気球に詰めるガスを実際よりも増やすことで、かける圧力を増し、耐圧性能を評価する必要がある。一方で、地上での気球体積が増大することは、放球時の作業に余分なリスクを追うことになる。

このため、大型気球による実験に先立ち、まず 2 kg のゴム気球と体積 10 m³ の超小型 SP 気球のタンデム気球により、昼夜にまたがる飛翔を通じて、昼夜の違いを評価する実験を実施することとした。この気球では、水平浮遊高度を風速が弱く長時間飛翔させるのに適した高度 20 km 程度に設定することができる。また、回収が不要なゴム気球を利用することで、夜間の飛翔が可能になる。



図 10: 破裂する直前の気球 (NPB001-2, 宇宙研車庫)



図 11: 気球の破壊箇所 (NPB001-2, 宇宙研車庫)

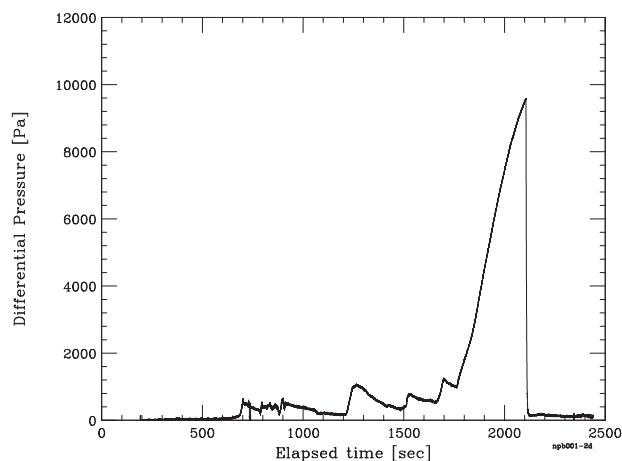


図 12: 気球にかかった差圧の時間変化 (NPB001-2, 宇宙研車庫)

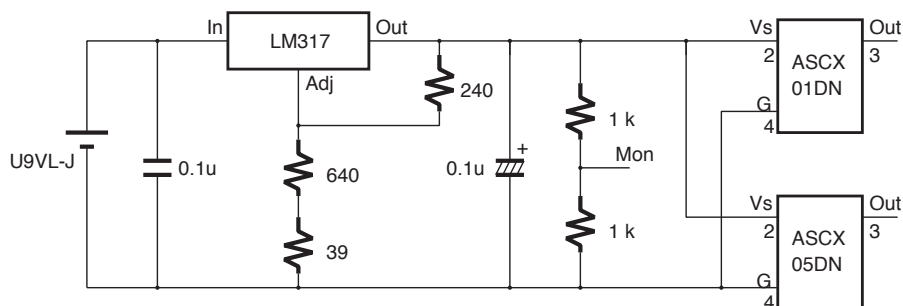


図 13: Honeywell 社製差圧計電源供給回路

3.2 搭載機器

搭載機器は、薄膜高高度気球用のゴンドラ [7] に、差圧計測用の装置を追加したものである。従って、主な基本搭載機器は、テレメーター/コマンドボード、送信機（三協製 TM-1680）、コマンド受信機（三協製 SCR300）、電池とした。テレメーター/コマンドボードには、電源の ON/OFF が可能となるよう、External Device の接続をすべてラッチし、デフォルトの接続を Open にする改造を施している。また、コマンド受信機とテレメーター/コマンドボードの電源は共通化する、カッター用電池は必要最小限とすることで総重量を削減した。

加えて、差圧計（Honeywell 社製、ASCX05DN と ASCX01DN）を搭載した。前者は 5 PSI (= 34,000 Pa)、後者が 1 PSI (= 6,800 Pa) レンジの差圧計であり、温度補償範囲が 0~70 °C である。電源供給用回路の回路図を図 13 に示す。センサーの出力が供給電圧に比例するため、二つのセンサー出力に加えて供給電圧もモニターした。

これらの差圧計の較正は、較正された Setra 社製 230 差圧計 (S/N 2404207) を用いた。また、差圧計と気球と結合には、低温特性に優れたシリコンチューブ（アズワン社製 6-586-13、内径 4 mm、外径 7 mm、-60~200 °C）を用いた。二つの差圧計のための分岐部は、ゴンドラ内に設け、ポリプロピレン製の Y 字ジョイントコネクターを用いた。気球から分岐部までの距離は 2 m、分岐部から差圧計までの距離は 10 cm 程度である。

また、SP 気球下部のポリエチレン皮膜に、アナログデバイセズ社製温度センサー AD590J を張り付けた。このセンサーは -55~150 度の温度範囲を 5 度の精度で計測できる。

3.3 飛行実験

飛行時の荷姿を図 14 に示す。気球につめるガス量は、いずれもガスをつめる前後の重量を比較し、浮力として求めることとした。浮力の計測精度は 20 g であった。

飛行実験は 2011 年 6 月 1 日に実施された。放球時の様子を図 15~18 に示す。実験の経緯を表 3 に示した。計画では、高度 17 km にて圧力がかかり始め、上昇と共に 5,000 Pa に達した時点で牽引ゴム気球を切り離す予定であったが、十分な圧力がかからなかったため、高度 21.4 km で牽引ゴム気球の切り離しを行なった。以後、気球は緩やかに降下し、上空日昇の時点では高度 18.9 km に達した。3 時 57 分において高度 17.1 km 達し、以後、上昇に転じた。4 時 50 分に飛行ゴム気球を切り離し降下させ、実験を終了させた。図 19, 20 に飛行航跡、高度曲線を示した。

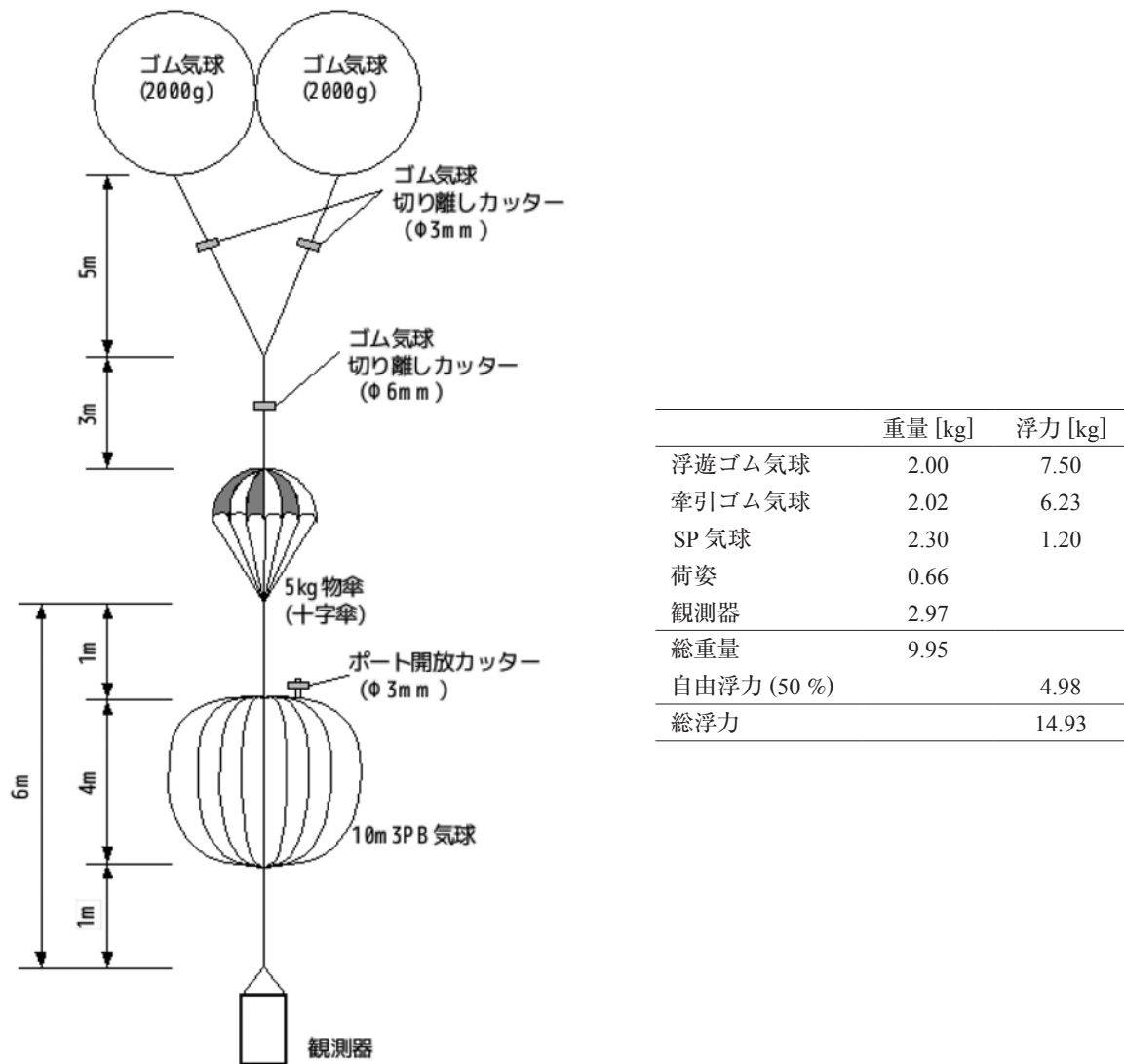


図 14: 飛行時の荷姿と重量構成

表 3: BS11-02 実験の経緯

| | |
|-------|----------------------------|
| 23:50 | 噛みあわせ開始 |
| 23:57 | 噛みあわせ完了 |
| 1:24 | 放球 |
| 1:50 | 高度 10 km 通過 |
| 2:11 | SP 気球が加圧開始. 高度 17.2 km |
| 2:28 | 牽引気球切り離し. 高度 21.4 km |
| 2:30 | 最高高度 22.0 km に到達, 下降開始 |
| 3:28 | 上空日昇, 高度 18.9 km. 気球皮膜温度上昇 |
| 3:55 | 地上夜明け, 高度 17.1 km |
| 3:57 | 最低高度 17.1 km |
| 4:45 | SP 気球圧力解放 |
| 4:50 | 飛行気球切り離し |
| 5:17 | 着水 |



図 15: 放球直前の観測装置



図 16: SP 気球へのガスづめ



図 17: 気球の尾部



図 18: 放球された気球

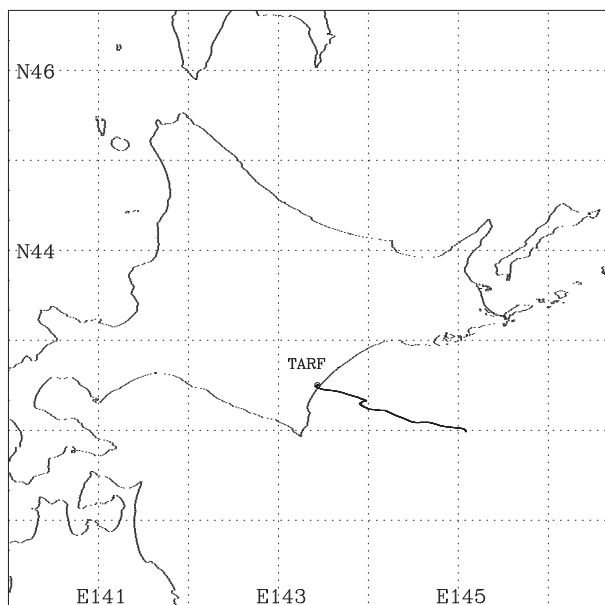


図 19: BS11-02 気球の GPS による飛翔航跡

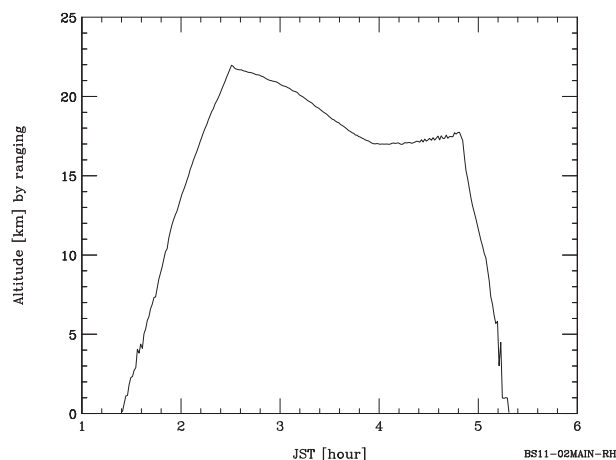


図 20: BS11-02 気球の測距による高度曲線

3.4 実験結果

搭載 GPS の高度変化は図 21 に示すとおりである。以後、高度はこの GPS の値を用いることにする。図 22 は気圧計による気圧の変化である。

図 23 から、全期間にわたり、ゴンドラの内部温度は 30℃ 程度であり、気圧計の温度補償範囲内であった。図 24 は、SP 気球皮膜の温度を、釧路の気象ゾンデで得られた気温と比較したものである。温度センサーの精度（5 度）で夜間の温度は一致している。

図 25 に気球内圧と大気圧との差圧の時間変化を示す。2 時 20 分ごろから差圧の増加がはじまり、最大差圧 150 Pa を示した後、次第に差圧が低下し、牽引気球を切り離し上昇が停止した時点で、差圧はゼロに戻っている。差圧が 5000 Pa に達することを計画しており、測定値は著しく小さい。また、差圧の値は大気圧の変動を反映するはずであり、上昇を停止したことで変動するものではない。搭載されている二つのセンサーは同一の値を示しており、また、これらの電源電圧が正常であったことから、実際に、差圧の増加が不十分だったと考えられる。

この差圧と大気圧と関係を図 26 に示し、差圧が 100 Pa 以下の拡大図を図 27 に示す。図中の直線は、大気圧 90 hPa から 82 hPa の間のデータを用いて気球差圧 ΔP_b と大気圧 P_a の関係を直線でフィッティングして求めたものであり、

$$\Delta P_b = 1160 - 0.1258 P_a \quad (1)$$

である。

直線から気球が加圧されはじめた大気圧を求めると 92.2 hPa となる。地上において、気球に詰められたガス量は浮力 1.20 kg であり、気球の体積は 9.56 m³ である。これが、大気圧 92 hPa において満膨張となる場合の気球ガスの気温は 198 K (= -75℃) である。一方、気球が満膨張に達した時刻は 2 時 11 分であり、この際の気球フィルム温度は -55℃ であった。また、当日の釧路の気象ゾンデによる気温の計測値は大気圧 100 Pa において -60℃ であった。推定された気球ガス温度はこれらの値よりも 15~20℃ 低く、これは上昇中のガス膨張による断熱膨張によるものと考えられる。

ポリエチレンフィルムで製作されている SP 気球は満膨張に達した後、それ以上の高度では体積は変化しない。したがって、以後、ガス圧は変化せず、大気圧のみが減圧するため、両者の差圧は増加し、大気圧と差圧との関係は逆比例となる。しかし、図 27 においては、直線の傾きの値は -0.1258、誤差は 5×10^{-4} であり、大気圧の減少に伴い気球差圧が増加した場合の値 -1 にくらべて有意に小さい。これは、差圧が生じる以前から気球に穴があいていたためであると

考えられる。もし、差圧が発生したことにより、穴があいたならば、大気圧と差圧の関係が途中で変化するはずである。この穴の大きさは、気球ガスの上昇に伴うガスの膨張速度とガス排気速度の釣合から推定することができる。

図 28 は大気圧 90 hPa 近辺での大気圧の時間変化を拡大したものである。図中の実線は、

$$P = 90 \exp \left(-0.740 \times 10^{-3} (t - 8608) \right) \quad (2)$$

の曲線を示す。ここで、 P は大気圧、 t は経過時間である。この式より、90 hPa での大気圧の時間変化は 6.7 Pa/sec である。したがって、気球の体積の時間変化 ΔV は、大気圧 P_a 、大気圧の時間変化 ΔP_a 、および、気球の体積 V を用いて、

$$\Delta V = \frac{\Delta P_a}{P_a} V = \frac{6.7}{9000} \cdot 9.56 = 7.1 \times 10^{-3} \text{ [m}^3/\text{sec]} \quad (3)$$

と求められる。ベルヌーイの定理より、流失速度 v は、気球内ガスと大気圧との差圧 ΔP_b から、

$$v = \sqrt{\frac{2\Delta P_b}{\rho}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 150}{0.18 \cdot \frac{90}{1013} \cdot \frac{273}{198}}} = 120 \text{ [m/sec]} \quad (4)$$

と求められる。ここで、 ρ は、気球に詰められたヘリウムガスの密度である。なお、ヘリウムガスは圧縮性流体であるが、この環境下における音速は 900 m/sec と流失速度にくらべて十分早いため、ベルヌーイの定理の適用が可能である。

穴の面積 A は、

$$A = \frac{\Delta V}{v} = \frac{7.1 \times 10^{-3}}{120} = 5.9 \times 10^{-5} \text{ [m}^2] \quad (5)$$

と求められる。

生じた穴は、気球圧計測チューブと気球との接合部にもれがあった、溶着が数 cm はずれてしまった、といった原因で発生し得る大きさである。気球頭部に穴があって上昇中も少しずつガスが洩れていたとしても、差圧が生じなければ流速が出ずガスの流失量が極めて小さいため、データからは区別できない。

図 17 にあるように、気球尾部から伸びるガス計測チューブが他に固定されていなかったため、飛翔中にねじられ、低温で硬くなった接合部のポリエチレンに損傷があった可能性がある。ガス計測チューブをつり下げ紐に固定し、気球に直接損傷を与えない構造にする必要があった。大型気球の場合にはガス計測部の構造は従来型であり、気球部分の製造方法はゼロプレッシャー気球と同じであるため、同様の問題は生じ得ないが、こういった超小型気球の場合は洩れについて特別な対応が必要である。なお、地上試験においてはガス注入速度は $1 \times 10^{-1} \text{ m}^3/\text{sec}$ 以上で実施しており、この場合、この程度の穴があっても気づかないレベルの試験であり、気密性の観点からの試験は不十分であった。

気球は牽引気球を切り離した後に、緩やかに降下している。牽引気球を除く全システム重量は 7.93 kg であり、総浮力は 8.7 kg である。通常であれば降下しないはずであるが、実際には降下しており、最大高度から最低高度までの降下速度は平均すると 57 m/min であった。高度 17 km までの平均上昇速度は 360 m/min であり、この速度のほぼ 1/5 である。気球の上下動の速度が自由浮力に比例するとすると、牽引気球を切り離した後は -10 % の自由浮力となっていたと推定される。

SP 気球に穴があいて ZP 気球になっていたとすると、大気圧 92 hPa で満膨張となり、42 hPa まで上昇しているため、ガス量は 46 % となり、地上において 1.2 kg あった浮力は 0.55 kg まで減少していたと推測される。したがって、牽引気球を切り離した後の総浮力は 7.6 kg となる。この場合、自由浮力が -4.2 % になる。しかし、-10 % の自由浮力となるには、これに加えて 5.8 % の浮力が減少する必要がある。浮力が減少する要素は、以下が考えられる。

- 気球のガス温度が大気温度よりも低い場合。大気温度が -60°C で、ガス温度が -70°C の場合、浮力は 6.7 % 減少する。この原因が最も有力である。上昇中のデータであるが、Shimizu & Hasebe 2010 [8] においてもゴム気球内部の温度が大気温度よりも 10 K 程度下がっていることを指摘している。
- ゴム気球の圧力が大気圧にくらべて有意に高い。

ゴム気球の浮力の減少量が測定できたことで、今後、ゴム気球による水平浮遊を行なう際の浮力を精度よく推定することが可能となった。

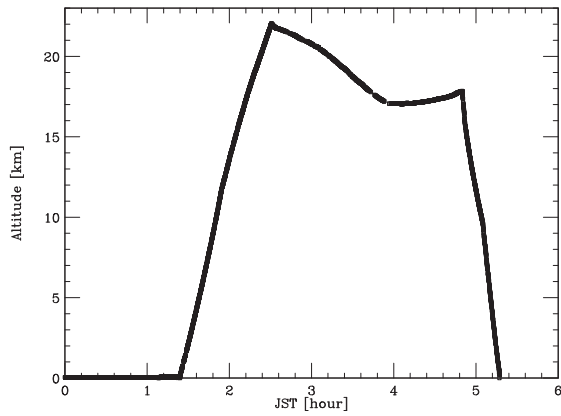


図 21: GPS による高度の時間変化

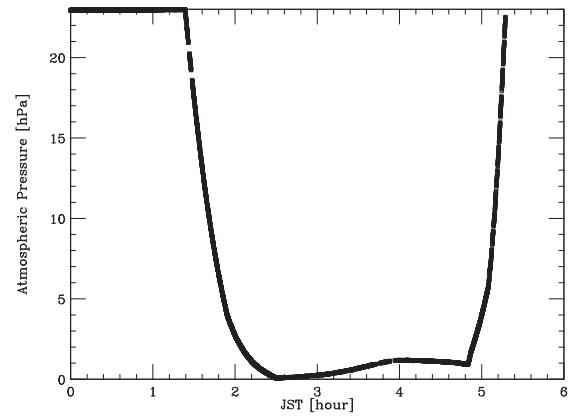


図 22: 気圧計による大気圧の時間変化

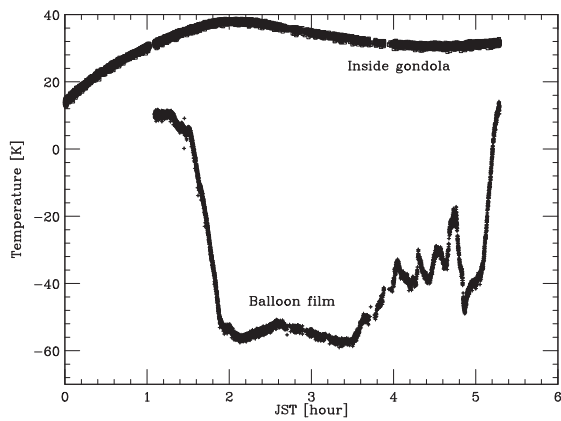


図 23: ゴンドラ内温度, 気球フィルム温度の時間変化

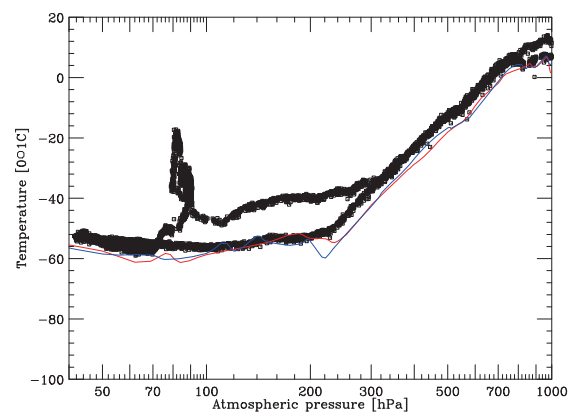


図 24: 気球フィルム温度と釧路気象ゾンデ (赤: 6/1 9:00, 青: 5/30 21:00) の比較

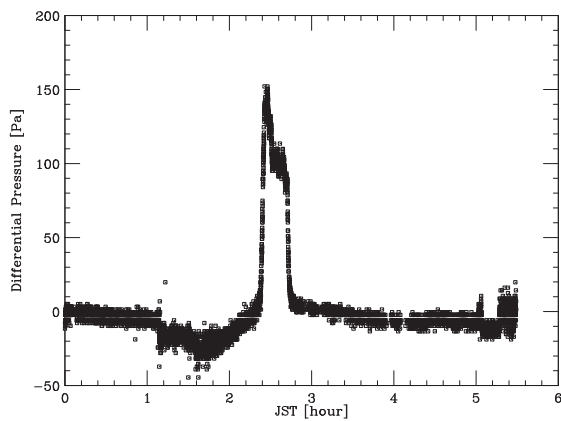


図 25: 気球内圧と大気圧との差圧の時間変化

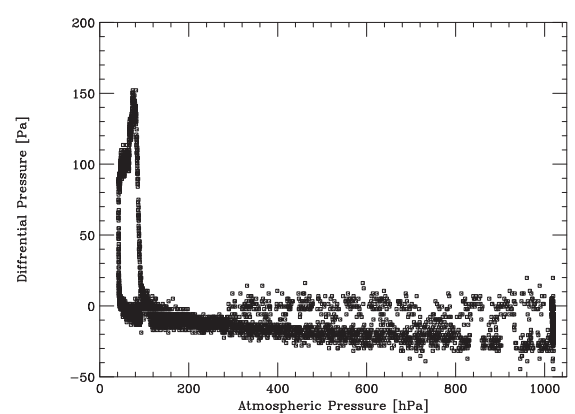


図 26: 気球の差圧と大気圧の関係

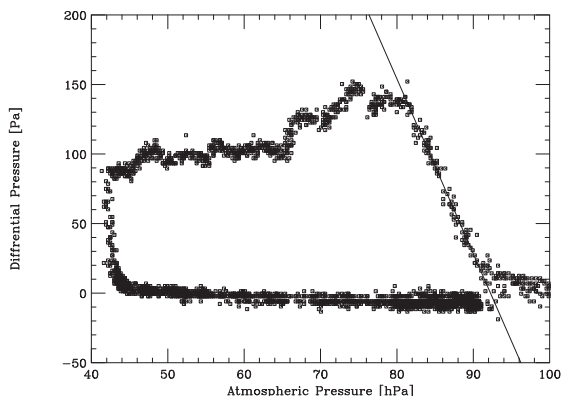


図 27: 気球の差圧と大気圧の関係 (拡大図)

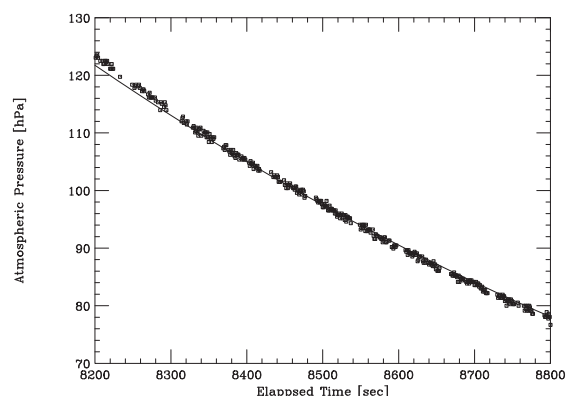


図 28: 気圧の時間変化拡大図

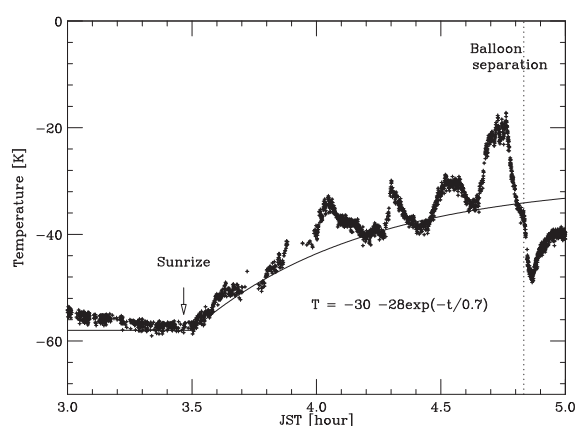


図 29: 気球皮膜温度の時間変化

図 29 に 3 時から 5 時の気球皮膜の温度の時間変化を示す。SP 気球の皮膜の温度は、日昇直後から上昇をはじめ、最大 -20°C に到達した。周期 10 分の変動がみられ、これは、気球の回転に対応し、直接光の有無に対応しているものと思われる。気球の温度はむしろ最低温度に対応していると思われる。図中の曲線は時定数 0.7 時間で -30°C に収束する曲線であり、気球の温度は -30°C 程度に収束するものと推定される。今後、この温度とフィルム等の光学特性とから、大型気球で要求される必要耐圧を求めることが可能となった。

表 4: タンデム気球システムの諸元

| 名称 | B50A+NPB10 | B15A+NPB3 | ゴム 2 kg+NPB001 |
|--------------------------|------------|-----------|----------------|
| ZP 気球体積 (m^3) | 50,000 | 15,000 | — |
| ZP 気球重量 (kg) | 120 | 80 | 2.0 |
| SP 気球体積 (m^3) | 10,000 | 3,000 | 9.6 |
| SP 気球重量 (kg) | 150 | 70 | 2.3 |
| ペイロード重量 (kg) | 100 | 50 | 3.0 |
| バラスト重量 (kg) | 60 | 60 | 0 |
| 荷姿重量 (kg) | 30 | 30 | 0.7 |
| 吊下重量 (kg) | 180 | 190 | 3.7 |
| 昼間飛翔高度 (km) | 35.5 | 30.1 | 25.6 |
| 夜間飛翔高度 (km) | 31.1 | 26.5 | 17.9 |
| SPB 要求耐圧 (Pa) | 720 | 1,740 | 4,450 |

4. 将来計画

今後、平成 24 年度には体積 15,000 m³ の ZP 気球に体積 3,000 m³ の SP 気球を吊り下げて飛翔させる実験を計画している。大気圧と共に、SP 気球の内圧を差圧計で計測し、SP 気球の展開の様子を ITV カメラでモニターする予定である。平成 25 年度には、本年度実験を実施したゴム 2 kg+NPB001 気球に改良を加え、衛星通信の機能を追加することにより、一日程度の飛翔を実施することで長時間飛翔の原理実証と通信機能を確認する実験を実施することを検討している。タンデム気球システムの諸元を表 4 にまとめた。

5. まとめ

SP 気球と ZP 気球を組み合わせたタンデム気球は、長時間飛翔が可能であり、加えて高度制御による飛翔航跡制御が可能である魅力に富んだ飛翔体である。タンデム気球を実現するためには、SP 気球のより高耐圧化、飛翔時の SP 気球の圧力変化の情報が必要である。高張力繊維の網をかぶせる手法により製作した、直径 3 m の気球を膨張させ、破裂させる試験を実施し、正常に膨張し、耐圧性能が 9,600 Pa あることを確認した。2011 年 6 月 1 日に、同型の SP 気球と 2 kg のゴムを連結させた超小型タンデム気球システムの飛翔試験として日昇をまたいで飛翔させる実験を実施し、要求耐圧の推定に必要となる昼夜の SP 気球の温度変化を求めた。また、ゴム気球の浮力が減少する現象を見出した。今後、平成 24 年度には、体積 15,000 m³ の ZP 気球に体積 3,000 m³ の SP 気球を吊り下げたシステムで、放球方法の確認、浮力を補償する原理の実証、SP 気球の耐圧性能の実証、を実施する予定である。さらに、将来は、ISAS/JAXA の気球プロジェクトの一環としてシステムの大型化を進め、PI に提供できるシステムとして完成度を高め、科学実験への適用を行なう予定である。

謝 辞

超小型タンデム気球の飛翔試験 (BS11-02) にあたっては、JAXA/ISAS/大気球実験室にお世話になりました。網の開発にあたっては、以下の方々から御助言、試料の提供、試作の御協力をいただきました。株式会社澤本金箔 澤本義史さん、東洋紡績株式会社 黒木忠雄さん、JAXA/ISAS 朝枝美奈子さん、JX 日鉱日石 ANCI 株式会社 山田潤さん、宮川敦至さん、宇都丸善ポリエチレン株式会社 市村晃司さん、東京インキ株式会社 山田さん、児島さん、東京製鋼繊維ロープ株式会社 永福貴之さん、株式会社ティアイティ 竹ノ内至秀さん、旭化成商事株式会社 関透さん、旭化成ケミカルズ 樋口正男さん。本研究は、科学研究費補助金若手研究 (A)「スーパープレッシャー気球とゼロプレッシャー気球を組み合わせた長時間飛翔気球の研究」(課題番号 21686081)を受けて行っています。

参考文献

- [1] H. Fuke, et al., “Progress of super-pressure balloon development: A new “tawara” concept with improved stability”, Adv. Space Res., 48, 6, pp.1136-1146, 2011
- [2] 井筒直樹, 他, “俵型スーパープレッシャー気球の開発”, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA RR-10-003, pp.1-20, 2011
- [3] 矢島信之, “複合気球構成によるスーパープレッシャー気球の高度化”, 宇宙科学研究所報告特集 No. 40, pp.19-26, 2000
- [4] Smith Jr., I.S., “Development of the Sky Anchor Balloon System”, Proc of 10th AFCRL Scientific Balloon Symposium, pp.81-101, 1978
- [5] 斎藤芳隆, 他, “菱目の網を被せたスーパープレッシャー気球” 宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-010-03, pp.21-40, 2011
- [6] <http://www.kuraray.co.jp/products/ber/vectran.html>

- [7] 河田二郎, 他, “新しい気球管制冗長系テレメータコマンドシステムの開発”, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-09-007, pp.1-18, 2010
- [8] K. Shimizu and F. Hasebe, “Fast-response high-resolution temperature sonde aimed at contamination-free prole observations”, Atmos. Meas. Tech., 3, pp.1673-1681, 2010

気球搭載型 CALET プロトタイプ (bCALET-2) による電子・ガンマ線観測

仁井田 多絵^{*1}, 鳥居 祥二^{*1}, 小澤 俊介^{*1}, 笠原 克昌^{*1}, 村上 浩之^{*1},
赤池 陽水^{*1}, 植山 良貴^{*1}, 伊藤 大二郎^{*1}, 荻部 樹彦^{*1}, 近藤 慧之輔^{*1}, 九反 万里恵^{*1},
田村 忠久^{*2}, 吉田 健二^{*3}, 片寄 祐作^{*4}, 清水 雄輝^{*5}, 福家 英之^{*6}

Observation of electrons and gamma-rays with a balloon-borne CALET prototype (bCALET-2)

By

Tae NIITA^{*1}, Shoji TORII^{*1}, Shunsuke OZAWA^{*1}, Katsuaki KASAHARA^{*1}, Hiroyuki MURAKAMI^{*1},
Yosui AKAIKE^{*1}, Yoshitaka UYAMA^{*1}, Daijiro ITO^{*1}, Mikihiro KARUBE^{*1}, Keinosuke KONDO^{*1},
Marie KYUTAN^{*1}, Tadahisa TAMURA^{*2}, Kenji YOSHIDA^{*3}, Yusaku KATAYOSE^{*4},
Yuki SHIMIZU^{*5} and Hideyuki FUKUE^{*6}

Abstract

We carried out the balloon experiments using CALET (CALorimetric Electron Telescope) proto-type detectors in May 2006 (bCALET-1) and August 2009 (bCALET-2) for verification of the detector performance and the capability of measuring cosmic rays at high altitude. The bCALET-2 instrument for observing the electrons and the gamma rays at energies in 1-100 GeV, is composed of an imaging calorimeter, consisting of 4096 scintillating fibers with a total of 3.6 radiation lengths of tungsten plates, and a total absorption calorimeter, consisting of crossed 60 BGO logs of 13.4 radiation lengths depth. The bCALET-2 was launched from the Taiki Aerospace Research Field, Japan Aerospace Exploration Agency, in Hokkaido, and flew successfully for 2.5 hours at a level altitude of 35 km. In this paper, we will present the spectra of electrons and gamma rays in the energy range of 1-100 GeV measured by bCALET-2, compared with our previous observations, bCALET-1 and BETS. The detector performance is studied by comparing with the simulations, and the cosmic ray fluxes, which are compatible with previous experiments, are successfully obtained.

Keywords: cosmic-ray electrons, atmospheric gamma-rays, balloon experiment, imaging calorimeter

概 要

我々は、国際宇宙ステーション日本実験棟（きぼう）での高エネルギー宇宙線観測により、近傍加速源の発見や暗黒物質の探索を目指す CALorimetric Electron Telescope (CALET) の気球搭載型プロトタイプ観測装置 (bCALET) を開発し、bCALET-1 (2006 年) と bCALET-2 (2009 年) の 2 回にわたり観測実験を

^{*1} Waseda University

^{*2} Institute of Physics / Kanagawa University

^{*3} Department of Electronic Information Systems / Shibaura Institute of Technology

^{*4} Department of Physics / Yokohama National University

^{*5} Space Environment Utilization Center / Japan Aerospace Exploration Agency

^{*6} Institute of Space and Astronautical Science / Japan Aerospace Exploration Agency

実施した。これらの観測は、CALET の先駆的観測として大気上層における電子・ガンマ線フラックスを求めることにより、観測装置の性能検証を行うことを目的としている。CALET の 1/2 スケールモデルである bCALET-2 は、入射粒子の飛跡を可視化するための解像型カロリメータ (IMaging Calorimeter : IMC) と、入射粒子のエネルギーを測定するための全吸収型カロリメータ (Total AbSorption Calorimeter : TASC) から構成され、1 - 100 GeV の領域で、電子・ガンマ線の識別とエネルギー測定が可能である。気球観測は 2009 年 8 月 27 日、北海道の JAXA 大樹航空宇宙実験場で行われ、高度 35 km における約 2.5 時間の観測の結果、約 12,000 例の宇宙線イベントを取得した。加速器実験やシミュレーション計算の結果を用いた、エネルギー較正、飛跡再構成、バックグラウンド除去などのデータ解析により、電子・ガンマ線それぞれについてエネルギースペクトルが求められている。この結果は、bCALET-1 や BETS (1998 年) などのこれまでの観測結果や計算に基づく予測値ともよく一致しており、今後の CALET の開発において大きな意義を持つ。

1. はじめに

宇宙線中の電子成分の起源は、超新星爆発の際に発生する衝撃波で加速され、シンクロトロン輻射と逆コンプトン散乱で (エネルギーの二乗に比例して) エネルギー損失を受け、拡散過程によって銀河内を伝播すると考えるモデルが有力である。このモデルによれば、TeV 領域では、伝播時のエネルギー損失のため、電子の寿命が 10 万年以下になり、伝播距離が 1 kpc 以内に限られる。この条件を満たす近傍加速源の候補は超新星残骸では Vela, Monogem, Cygnus Loop など数例にすぎない。理論計算からは、これらのソースを同定可能な、特徴を持つスペクトル構造が TeV 領域に現れることが予測されている。このように、高エネルギー電子の観測は、他の宇宙線ハドロン成分の観測では困難な宇宙線加速の直接的検証が可能であるという特徴があり、これまでに多くの観測が実施されてきた [1]。

我々は、1993 年以来シンチファイバーをアクティブなターゲットとした気球搭載型イメージング・カロリメータ (BETS : Balloon-borne Electron Telescope with Scintillating fibers) の開発を実施し、三陸大気球観測所におけるブーメラン気球 [2] や南極周回気球 (PPB : Polar Patrol Balloon) [3] による高エネルギー電子の観測を実施してきた。特に南極周回気球実験 (PPB-BETS) では、国内の気球実験では実現できない 2 週間にわたる長時間の観測を実現し、観測領域として TeV に迫ることができた。その結果、世界に先駆けてアクティブな装置による 10 - 1,000 GeV 領域の電子エネルギースペクトルの測定に成功している。BETS で開発したイメージング・カロリメータは、マグネットスペクトロメータでは困難な TeV 領域でも電子観測が可能であり、近傍加速源を検出するための有力な観測手段であることが実証されたといえる。

これまでの観測結果において注目すべきこととして、上に述べた標準的モデルだけでは説明できない電子・陽電子の“過剰”が 10 GeV 以上の領域で観測され、超新星爆発以外の新たな電子・陽電子加速源の存在が示唆されていることが挙げられる。PPB-BETS の結果から、500 - 600 GeV 領域で、幂型スペクトルに対する電子成分の“過剰” (3σ) が観測されている [4]。これに相当する“過剰”は、エマルジョン・チェンバー (EC) 実験 [5] や米国の ATIC (Advanced Thin Ionization Calorimeter) [6] による南極周回気球観測においても、エネルギー分解能と統計量に相応して観測されている。これらの結果と符合する、大変興味深い電子・陽電子成分の観測データが、PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) [7] による衛星観測から得られている。PAMELA は、電子+陽電子に対する陽電子の割合 (以下陽電子比) を 1.5 - 100 GeV の領域で測定し、10 GeV 以上の領域で陽電子比が、エネルギーとともに顕著に増大することを報告している。EC, ATIC と PPB-BETS は、カロリメータを主体とした検出器であり、正負の電荷判別が出来ないが、陽電子の過剰が高エネルギー領域まで続けば電子+陽電子のスペクトルにも当然ながら“過剰”が現れると期待できるので、これらの結果はお互いに相補的な意味を持つと解釈されている。陽電子は、通常の超新星加速モデルでは 2 次的な成分と考えられるので、陽電子の過剰を説明するためには新たな加速源が必要となり、近傍パルサーにおけるガンマ線の電子・陽電子対生成や暗黒物質の対消滅・崩壊などのモデルが数多く提案され

ている。

PAMELA の後に打ち上げられたガンマ線衛星である Fermi/LAT の電子観測 [8] では、ATIC、PPB-BETS のような顕著な過剰は観測されていないものの、やはり標準的モデルでは説明できない“過剰”が検出されており、実験データの食い違いの説明とともに、これらの“過剰”を説明できる新たな加速源の確定が期待されている (図 1)。今後は、AMS-02 による陽電子・電子観測 [9] も始まりその成果が期待されるが、Fermi/LAT と AMS-02 はともに電子観測に最適化された装置ではなく、観測のエネルギー上限が 1 TeV 近辺に限られているため (前者はカロリメータの厚さ、後者はマグネットの磁場強度による制限)、TeV 領域の観測で期待される近傍加速源 (超新星残骸 + パルサー) や暗黒物質の検出には十分な性能を備えているとは言い難い。

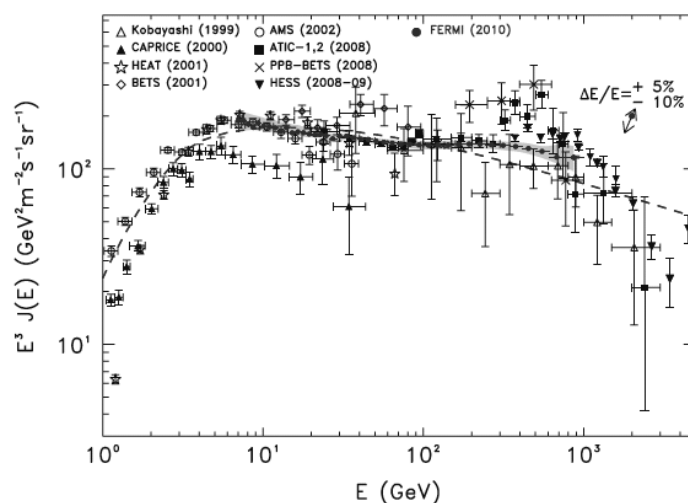


図 1：宇宙線電子 (+陽電子) エネルギースペクトルの観測結果と標準モデル (点線) の比較 [8]

TeV 領域での観測を高精度に実施して宇宙加速や暗黒物質の謎を解明するためには、高精度な電子選別とエネルギー測定が可能な装置の開発と、長期間にわたる宇宙空間での観測が不可欠となる。ソースの同定とスペクトル構造の分解のためには、2 - 3 % のエネルギー分解能と、10 % 程度の異方性の検出が可能な角度分解能が必要とされる。このため、BETS の原理を用いて TeV 領域での電子観測に利用できる高性能な観測装置として CALET (Calorimetric Electron Telescope) を考案し、国際宇宙ステーション「きぼう」への搭載を目指して概念設計を実施した。この成果に基づく観測提案が、JAXA 宇宙環境利用センターの「きぼう」日本実験棟船外実験プラットフォーム第 2 期利用の候補ミッションに採択され、2014 年の HTV (H-II B Transfer Vehicle) 5 号機による打ち上げを目標に搭載装置の開発がすすめられている [10]。この一環として、気球による先駆的観測と観測技術実証を目的として、気球搭載型 CALET プロトタイプ (bCALET : balloon-borne CALET) の開発を段階的に進めて、bCALET-1 (2006) [11] と bCALET-2 (2009) [12] による観測を実施した。その結果、CALET 開発のための不可欠な技術実証と、GeV 領域での電子・ガンマ線の観測に成功している。本報告では、bCALET-2 の装置概要と電子・ガンマ線の観測結果を中心に、bCALET の成果について報告する。

2. 検出器概要

bCALET-2 は、CALET と同じコンポーネントで構成されているが、気球搭載時の重量軽減化のために面積を縮小した構造をしている。上部から、解像型カロリメータ (IMaging Calorimeter : IMC)、全吸収型カロリメータ (Total Absorption Calorimeter : TASC)、トリガーシステム、及びデータ収集回路システム (DAQ) となっている。トリガーシステムは気球実験のために最適化されており、粒子種別とエネルギー閾値に応じた機上でのデータ取得を目的としている。全体の重量は圧力容器を含めて 303 kg である。装置全体の側面から見た構成図を図 2 に示す。装置の写真を図

3に示す。また、電子 10 GeV が入射した場合のシャワーの検出例を図 4 に示す。

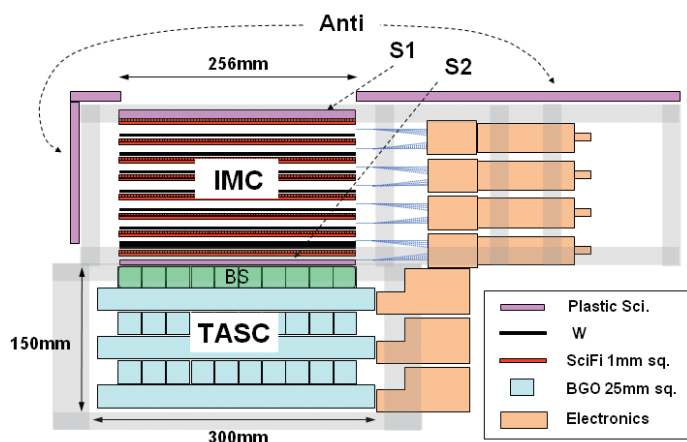


図 2 : bCALET-2 装置側面概念図。IMC の上下にトリガー検出器である S1 及び S2 が設置されている。TASC の BGO シンチレータは CFRP のケースに収められており、構造全体はアルミフレームを用いて形成している。

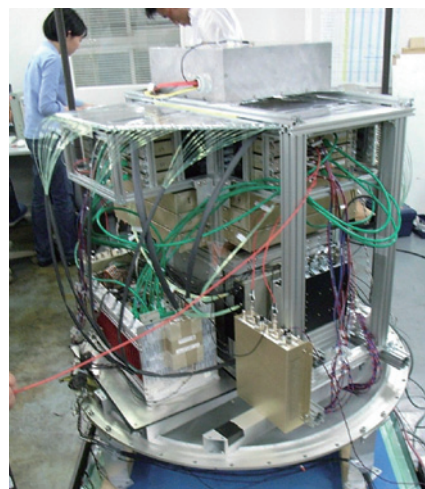


図 3 : bCALET-2 装置写真。装置全体を円筒形の圧力容器（ベッセル）におさめるため、読み出し回路の下に DAQ や高圧電源を設置し、電源装置は TASC の下に設置。



図 4 : シミュレーションによる電子イベント (10 GeV) のシャワーイメージ。左は X 方向、右は Y 方向から見た側面図である。上段は IMC、下段は TASC で、色の濃さはシャワー粒子による損失エネルギーを表しており、暖色になるほど各センサーにおける損失エネルギーが大きい。

2.1. 解像型カロリメータ (IMC)

IMC は、入射粒子によるシャワーの初期発達段階を高い位置分解能で 3 次的に可視化して、粒子の到来方向の決定とシャワー形状による粒子識別を行うことを目的としている。このため、検出層としてのシンチレーティングファイバー (SciFi) と吸収層であるタングステン板を交互に積層した構造をしたサンプリング型カロリメータである。検出層は、有感領域として長さ 256 mm、1 mm 角の SciFi を 256 本並べてベルト化したものを X-Y 方向に直交させて 1 層とし、これを 8 層分積層して構成している。したがって、各層は 256 mm×256 mm の範囲で X、Y 方向それぞれに 1 mm の位置分解能をもつ。吸収層として各ファイバー層の間に挿入されているタングステン板 (256 mm×256 mm) の厚みは、上から 6 層が 0.43 輻射長 (radiation length : r.l.)、最下層が 1.0 r.l. で、合計は 3.58 r.l. であり、電子・ガンマ線によるシャワー発達の初期段階を検出する機能を有している。

各 SciFi のシグナルは、64ch マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) を用いて、アノード毎に独立に読みだしている。各 SciFi とアノードの接合において、検出器の外部に生じるライトガイド部分をできるだけ短くするため、各ベル

トは 32 本で構成し、2 層分を上層の 32 本と下層の 32 本にわけて、1 つの PMT で読み出している。MAPMT の信号は、ASIC、16bitADC、FPGA を搭載した前置回路（FEC）によってデジタル化している。以上の構成により、SciFi の本数は全部で 4096 本、各ファイバーを読み出すための MAPMT は 64 個を用いている。

2.1.1. シンチレーティングファイバー（SciFi）

SciFi はプラスチックシンチレータを繊維状に加工したもので、シンチレーション光を発生するコア（core）部分と、それを覆う薄いクラッド（cladding）からなる。コアで発生したシンチレーション光は、屈折率の異なるクラッドとの境界における内面全反射によって、ファイバーの長手方向に補集される。今回使用したクラレ社製 SCSF-78 の特性を表 1 に示す。コアにはポリスチレン（屈折率 1.59）、クラッドにはポリメタクリル酸メチル（屈折率 1.49）が使用されており、捕集効率は 4.2 % である。ベルトは MAPMT との接合部（クッキー）を含めて以下の手順で製作した。

- 1) 治具を用いて SciFi を 32 本単位でベルト化し、接着およびクロストーク防止のため白色シリコンアクリル樹脂塗料を塗装する。
- 2) SciFi の先端を MAPMT との接合用のアクリル製クッキーに挿入し、エポキシ系接着剤で固定する。
- 3) PMT 感面と密着させるため、SciFi を挿入したクッキー表面を鏡面研磨する。また、反対側の SciFi 端面も研磨し、反射材（アルミナイズドマイラー）を接着する。
- 4) アクリルケースを用いてクッキーと光学グリス（応用光研製 6262A）を介して MAPMT を接合する。

表 1：SciFi（クラレ社製 SCSF-78）の特性

| | 発光波長ピーク [nm] | 減衰時間 [ns] | 減衰長 [m] |
|---------|--------------|-----------|---------|
| SCSF-78 | 450 | 2.8 | >4.0 |

2.1.2. 64ch マルチアノード光電子増倍管（64chMAPMT）

SciFi のシンチレーション光の検出に用いた浜松ホトニクス社製の 64chMAPMT（H7546）は、ダイノード段数を 12 段から 8 段に減らして、読み出し用の ASIC（後述）とダイナミックレンジを最適化している。標準的なゲインは - 800 V 印加時で 5×10^4 である。MAPMT は 64 個の内、シャワーの初期発達を確実に検出する必要がある上層部分は、光電効率の大きな（～40 %）ウルトラバイアルカリ光電面（49 個）を用い、残りは標準品のバイアルカリ光電面を用いている。クッキーと MAPMT は、クッキー固定用の枠のついたアクリルケースによって接合しているが、事前にこの枠を止めるネジを調整することにより、感面でのクロストークを極小化するように位置合わせを行なっている。

2.1.3. 前置回路（FEC）

MAPMT からの信号の読み出しには、ノルウェーの GM-IDEAS 社と共同開発したバイキングチップ（VA32HDR14.1）を使用している。これは、MAPMT の読み出しに最適化した高ダイナミックレンジのアナログ ASIC で、32 チャンネルのシェーピングアンプ出力をサンプルホールドし、マルチプレクサ方式で出力する。AD 変換は、後段の 16-bit ADC で行なうが、変換速度はチャンネルあたり 10 μ s であり、1 イベントあたり 320 μ s である。1 つの MAPMT の信号（64 チャンネル分）は、2 組のバイキングチップと ADC によって 32 チャンネルずつ独立に読み出された後、64 チャンネルまとめて 1 つの FPGA によって処理される。

前置回路（FEC）は、上述のバイキングチップ及び ADC を搭載した 2 枚のアナログ基板と、FPGA を搭載したデジタル基板 2 枚からなる。1 組の FEC が 1 つの MAPMT に対応する。8 組の FEC は 1 台のアルミケースに収納されており、計 8 台の FEC ユニットによって 64 個の MAPMT の信号が処理されている。DAQ システム側に専用の I/O インターフェースモジュールを配置し、このモジュールとの通信は低電力・高速の LVDS 規格を用いて行なっている。FEC の概念図を図 5 に示す。

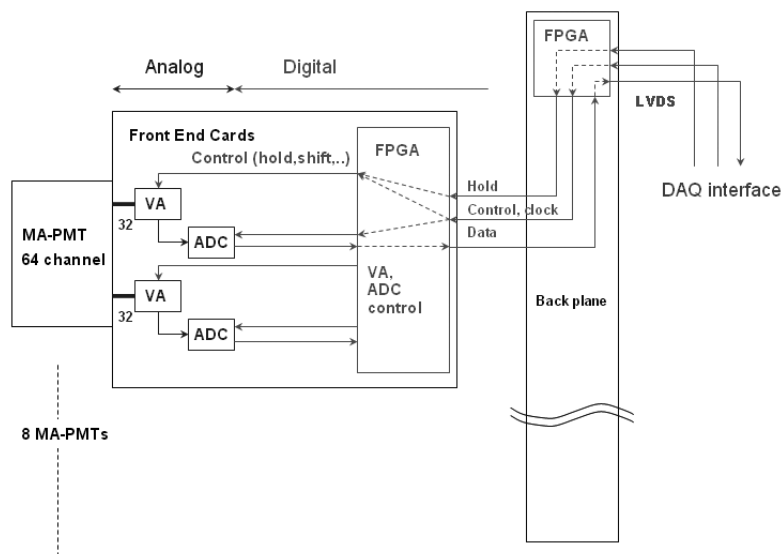


図5：IMC用FEC概念図。上記1組をMAPMTの読み出しの単位とし、8組で1つのバックプレーンに接続し、FEC1ユニットとしている。

2.2. 全吸収型カロリメータ (TASC)

TASCはX、Y方向に交互に積層したログ状のゲルマニウム酸ビスマス（BGO： $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ）シンチレータを用いて入射粒子のシャワー形状とエネルギーを測定する全吸収型カロリメータである。断面 $2.5\text{ cm} \times 2.5\text{ cm}$ 、長さ 30 cm のBGO結晶を10本並べ、これを結晶の向きが直交するように2組重ねて1層としている。各層は $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ の範囲でX、Y方向それぞれに 2.5 cm の位置分解能をもつ。これが3層積層されており、全体で 13.4 t.l. の物質量を有している。BGOの本数は全部で60本である。各BGOのシンチレーション光は、結晶側面に接着したフォトダイオード（PD）によって読み出す。PDの信号は後述のTASC用FECによって処理される。

2.2.1. BGO シンチレータ

BGOは、Biの大きな原子番号（83）と高い質量密度（ 7.13 g/cm^3 ）を特徴とする無機結晶シンチレータである。今回使用したのは上海珪酸塩研究所（SICCAS）と共同開発した特注品である。表2にその特性を示す。収集光量の増加と遮光のため、テフロンシートとアルミナイズドマイラによってラッピングし、カプトンテープで固定している。ラッピング後のBGOは、10本ずつ並べて結晶を挿入できる専用のCFRP製の構造体に組み込まれ、TASCを形成している。

表2：BGOの特性

| | 質量密度 [g/cm^3] | 最高発光波長 [nm] | 屈折率 | 減衰時間 [μs] | 絶対光収率 [光子/MeV] |
|---------------------------------------|-----------------------------|----------------|------|---------------------------|-------------------|
| $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ | 7.13 | 480 | 2.15 | 0.3 | 8200 |

2.2.2. フォトダイオード (PD)

BGOのシンチレーション光の検出には、浜松ホトニクス社製のPIN型フォトダイオード（PD）を使用している。PDをBGOの読み出し側端面に光学グリースを塗布して接合している。今回使用したS3204-08は、 $1.8\text{ cm} \times 1.8\text{ cm}$ の受光面をもち、 85% （@ 540 nm ）という量子効率で、低暗電流などを特徴としている。

2.2.3. 前置回路 (FEC)

PDからの信号は、電荷有感型増幅器（CSA）、波形整形増幅器（Shaper）、Sample-Hold型ADCを一体化したFECによって読み出している。1つのPDに対するFECの回路概念図を図6に示す。Shaperの時点で信号を異なる2つのゲイ

ン (High-Gain と Low-Gain) の二系統に分け、それぞれを AD 変換することによって、 10^4 のダイナミックレンジが確保されている。すなわち、BGO 1 チャンネルあたりのエネルギー損失量にして 10 MeV から 100 GeV まで測定することができる (図 7 参照)。10 個の PD は 1 台の FEC ユニットに接続されており、計 6 台の FEC ユニットによって 60 個の PD の信号が処理されている。

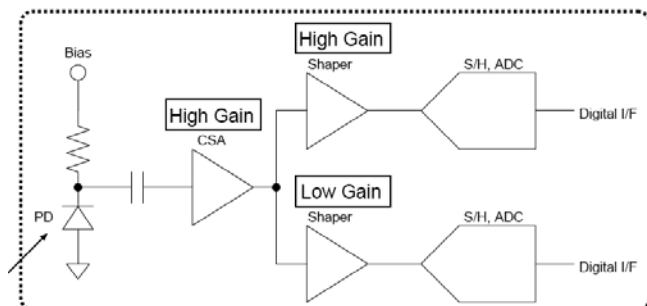


図 6: TASC 用 FEC の回路概念図。PD の出力を CSA と増幅率の異なる 2 つの Shaper を用いて AD 変換することでダイナミックレンジを確保している。

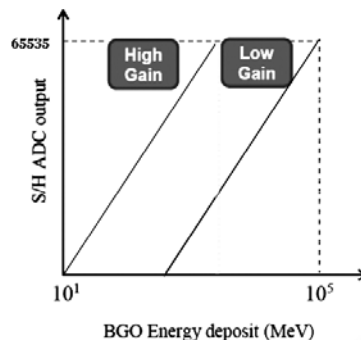


図 7: TASC 用 FEC のダイナミックレンジ。横軸は電荷入力値を BGO によるエネルギー損失量に換算したもの。High と Low の異なる Gain により 10 ~ 10⁵ MeV の 4 桁のエネルギー領域を測定可能。

2.3. トリガーシステム

bCALET-2 が観測の目的とする宇宙線は、高エネルギー電子およびガンマ線である。これらをエネルギー閾値に応じて選択的に検出・記録するため、以下の 4 系統の出力信号を用いてトリガーシステムを構成している。

- 1) IMC 上部のプラスチックシンチレータの出力値 (S1)
- 2) TASC 上部のプラスチックシンチレータの出力値 (S2)
- 3) TASC 最上層の 10 本の BGO の出力合計値 (BS)
- 4) IMC 上・側面を覆う 3 枚のプラスチックシンチレータの出力値 (Anti)

これら 4 系統の信号は、DAQ システムのトリガー発生器に入力され、各系統の信号が出力波高の閾値 (ディスクリレベル) を越えたか否かの判定が行なわれる。そして、それらの真偽の組み合わせが規定のトリガーパターンと一致した場合は、トリガー信号が発信されデータが取得される。ディスクリレベルは S1, S2, BHL, BLL, および Anti1, Anti2, Anti3 の、計 7 種類を独立に設定できる。BHL と BLL は BS の 2 種類のディスクリで、エネルギーの異なる電子観測用、およびガンマ観測のためにそれぞれ設けられたものである。Anti1, Anti2, Anti3 は、3 個の Anti シンチレータのそれぞれに対応する。なお、これらのディスクリレベルは宇宙線ミュオン測定や加速器実験の結果によって較正して設定されている。

トリガーモードは、電子候補用 (ELE)、ガンマ線候補用 (GAM)、動作検証用 (ALL) の 3 種類設定されており、複数のトリガーモードを組み合わせることも可能である (ELE&GAM など)。トリガーモードの組み合わせをトリガーパターンと呼ぶ。各トリガーモードはそれぞれ以下のような原理に基づく。

ELE: 電子は荷電粒子であるので、S1, S2 の双方で信号が検出される。そのため S1, S2, BS の信号の論理積をとり、トリガー条件としている。電子観測における主なバックグラウンドである陽子は、荷電粒子であるため電子トリガーに混入するが、電子の生成する電磁シャワーと陽子の生成するハドロンシャワーでは発達の仕方が異なることから、BHL のレベルを最適化することによってトリガーの段階での機上における陽子除去を実現している。詳細な陽子除去は、データ取得後のオフライン解析において行なう。地上におけるミュオン測定においては、BHL のレベルを下げ、シングルモード (SGL) として利用している。

GAM：ガンマ線は電荷を持たないため、S1 においては信号が検出されない。検出器内でシャワーが発生してからは、電子と同じような振舞いとなる。このためガンマ線のトリガーにおいては、S1 の否定と S2, BS の論理積をとる。このとき、側面から入射した荷電粒子が混入するのを防ぐため、Anti の否定もロジックに加えている。ガンマ線として入射した粒子が S1 上部のベッセルやフレームと反応を起こし、荷電粒子として検出される現象も起こり得るが、これに関してはシミュレーションで確率を計算し、データ解析の段階で補正を行なっている。

ALL：全ての検出器において信号が正常に出力されているかの動作検証を行なうため、S2 の出力信号のみを用いてトリガーをかけるモードである。

各ディスクリレベルとトリガーパターンの設定条件は、気球観測中にコマンド送信により変更可能である。表 3 に、各トリガーモードのロジックを示す。各モードにおけるディスクリレベルの設定値を、最小電離粒子（Minimum Ionizing Particle : MIP）を単位として表 4 に示す。

表 3：トリガーモード

| トリガーモード | トリガーロジック |
|---------|--|
| SGL | $S1 \wedge S2 \wedge BHL$ |
| ELE | $S1 \wedge S2 \wedge BHL$ |
| GAM | $\neg S1 \wedge S2 \wedge BLL \wedge \neg \text{Anti}$ |
| ALL | S2 |

(Anti=Anti1 \wedge Anti2 \wedge Anti3)

1 MIP のシグナルはミューオン測定の際の波高分布から求めたピーク ADC 値に対応する。1 MIP の値は、検出器のゲインやディスクリレベルの調整やシミュレーション結果との比較に必要な基礎的な量として用いている。

表 4：ディスクリレベル（MIP 数で表した標準設定値）

| ディスクリ | ELE | GAM | ALL | SGL |
|-------|-----|-----|-----|-----|
| S1 | 0.7 | 0.7 | — | 0.7 |
| S2 | 0.7 | 0.7 | 0.7 | 0.7 |
| Anti | — | 0.7 | — | — |
| BHL | 7.0 | — | — | 0.7 |
| BLL | — | 4.0 | — | — |

2.3.1. トリガーシンチレータ（S1, S2）

S1 と S2 は、IMC 上部および TASC 上部に配置された 256 mm×256 mm のプラスチックシンチレータである。厚みは S1 が 10 mm、S2 が 5 mm である。これらには、減衰時間が 1.8 ns と非常に短く、高速計数に向いている Saint-Gobain 社製の BC-404 を使用した。シンチレータの発光は、シンチレータ表面に溝を掘って埋め込んだ波長変換ファイバー（WLS）を通して PMT まで集光している。WLS には Saint-Gobain 社製の BCF-92 を使用した。BCF-92 の吸収波長ピーク（～410 nm）は、BC-404 の発光波長ピークによく一致しており、両者を組み合わせることで効率的な集光が可能となる。WLS は 14 mm 間隔で X、Y 両方向それぞれ上下面に格子状に埋め込まれており、最終的に一つに束ねて PMT で読み出す。PMT には浜松ホトニクス社製の高電圧内蔵型 H6780 を用いている。図 8 に、地上での宇宙線ミューオン測定によって得られた S1、S2 それぞれのパルスハイト分布を示す。

2.3.2. トリガー用 BGO（BS）

TASC 最上層の 10 本の BGO には、それぞれに PD の接着面と反対側の面に PMT が光学的に接着されており、その出力を加算回路で合計した値を BS として使用している。10 本の PMT（H6780）からの信号は加算・増幅され、2 つの

信号に分割したあと、一方はトリガー発生器に送られ、他方はさらに増幅・波形整形された後、Peak-hold 型 ADC モジュールによる読み出しが行なわれる。

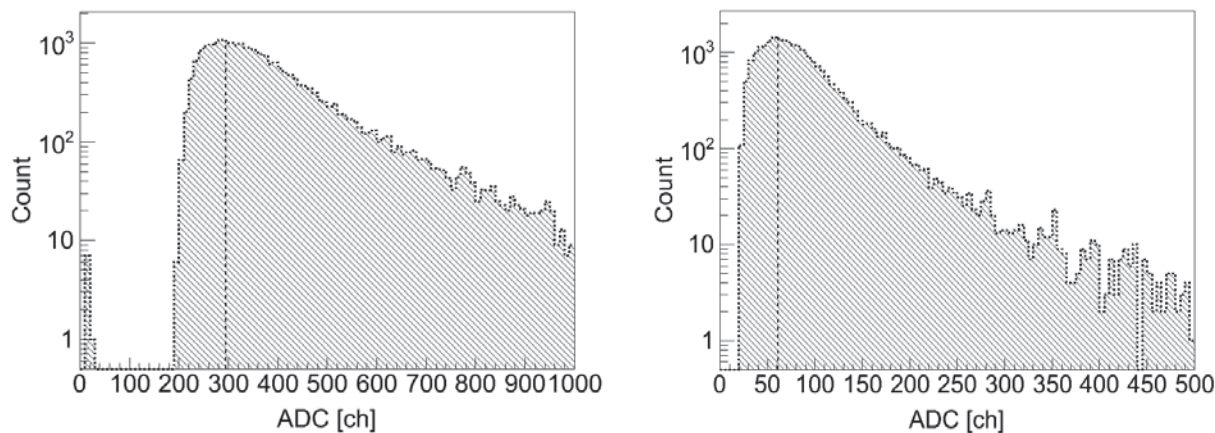


図 8：トリガーシンチレータの宇宙線ミュオンによるパルスハイト分布。左図は S1 の分布で、SGL モードでトリガーしたイベントを表している。右図は S2 の SGL モードでの分布。点線が 1 MIP のピーク位置を示す。

2.3.3. 荷電粒子除去用アンチシステム (Anti)

Anti は、側面入射の荷電粒子を除去するため、IMC を覆う形で配置された 3 枚のプラスチックシンチレータである。それぞれの形状を図 9 に示す。厚さは 3 枚とも 10 mm である。Anti1 は、S1 を覆わないようにその上面に当たる部分はくり抜かれている。Anti2、Anti3 は、IMC の側面 4 面のうち FEC が設置されていない側 2 面に設置されている。ガンマ線用トリガーモード (GAM) においては、これらのシンチレータのいずれかに信号があった場合そのトリガーをアンチとして使うことにより、側面入射の荷電粒子によるトリガーレートの増大と、それに伴うガンマ線の観測時間の減少を防いでいる。Anti には、S1・S2 と同様のシンチレータ (BC-404)、WLS (BCF-92)、および PMT (H6780) を使用した。

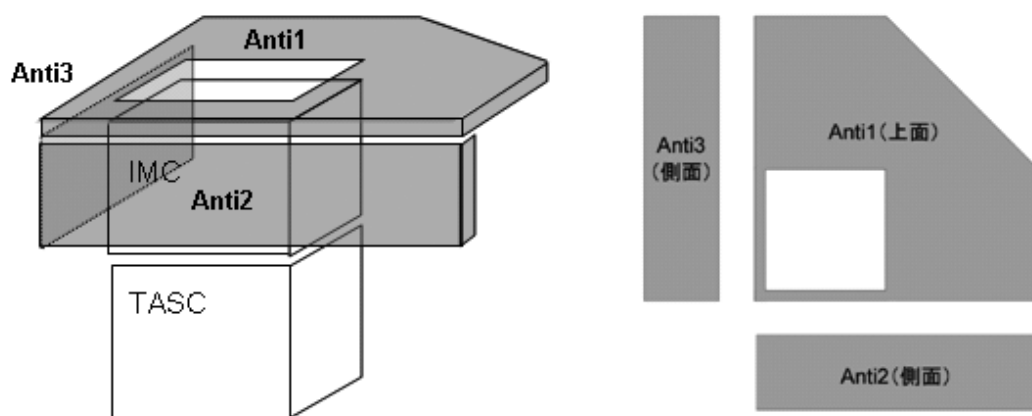


図 9：Anti 用シンチレータの配置と形状。側方から入射する荷電粒子を検出するため、IMC を取り囲んで配置している。図 2 の検出器全体図も参照。

2.4. データ取得 (DAQ) システム

トリガー発生システムの信号は各検出器の FEC に送られると同時に、データ収集用の CPU モジュールに割り込み信号として取り込まれ、AD 変換を終えた FEC からデータを収集するためのタスクを起動する。制御用 CPU はトリガーを受け取るまではタイマー割り込みにより 0.5 Hz で検出器各部の温度、ベッセル内部の気圧、各検出器に印加されている電圧などをモニターし、HK データとして記録している。

制御用 CPU に集められたデータは、一旦デュアルポートメモリに蓄えられ、データ記録用の CPU モジュールから読み出す。イベントデータは HK データとともに記録用のメディアに蓄積され、同時にデータの一部を PCM 送信機に転送し、地上の観測基地にてモニターを行った。

FEC 読み出しのための I/O インターフェースは 32 bit、デュアルポートメモリ、ADC モジュール等は 16 bit 幅のデータバスを持ち、デュアルポートメモリのもう片方のデータバスはデータ記録用 CPU モジュールと直接接続されている。このため、データ記録用のデータフローがトリガー時のデータ収集に影響を及ぼさないように設計されている。このように CPU を制御用とデータ記録用に分けて運用することで、データ収集のデッドタイムを減らしている。図 10 にデータ収集系の構成ブロックを示す。

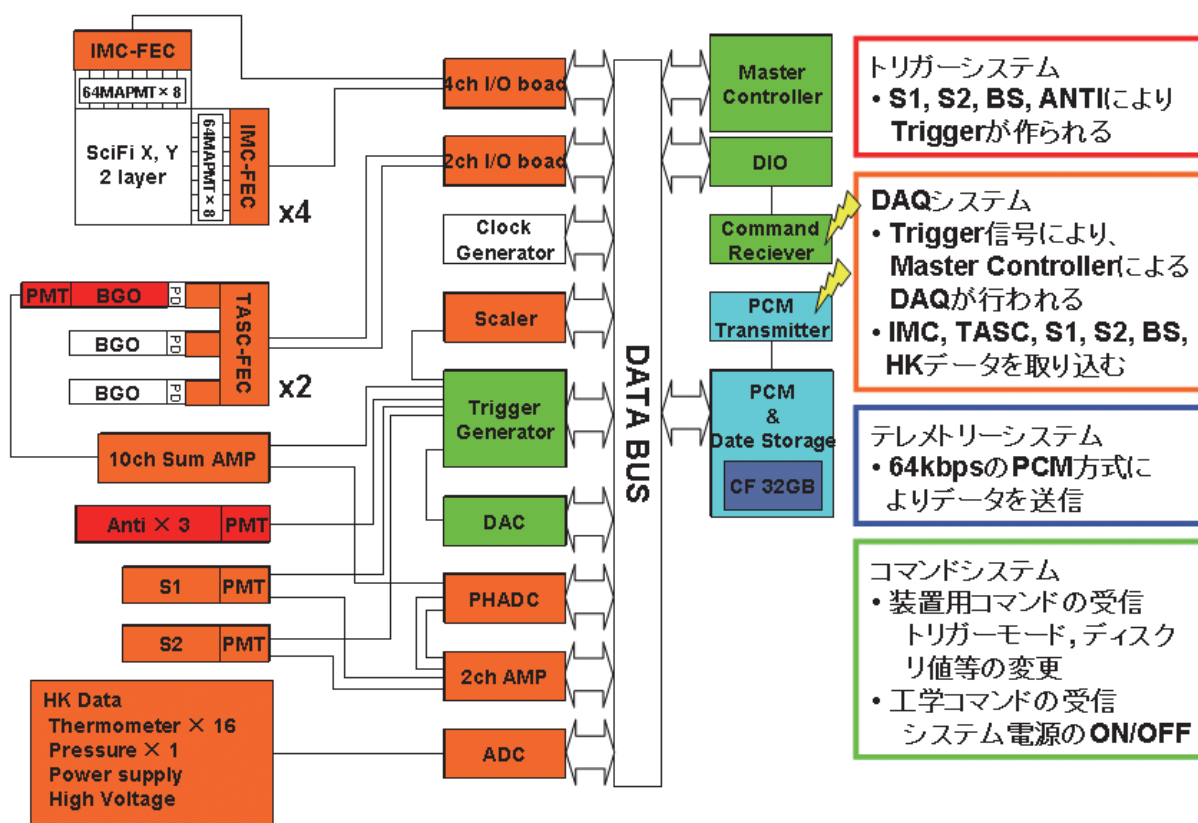


図 10：データ収集及びデータ伝送システムの構成ブロック図。IMC, TASC の FEC 等にはトリガー発生器 (Trigger Generator) からトリガー信号が発行されており、同時に制御用 CPU ボード (Master Controller) にも割り込み信号を発行する。データ記録用 CPU ボード (PCM & Data Storage) にはデュアルポートメモリが搭載されている。

3. 気球実験

3.1. 実験概要

bCALET-2 実験は、2009 年 8 月 27 日に北海道の JAXA 大樹航空宇宙実験場で行なわれた。大樹町は北緯 42.5°、東経 143.4°に位置し、この位置における Rigidity は 11.7 GV (@ 35 km a.s.l.) である。放球においては、突風によるダメージを避けるため、格納庫内でヘリウムガスの充填作業を行ない、スライダー放球装置を用いて屋外に引き出す方法が採用されている。放球後は偏西風により太平洋沖合いを上昇し、レベルフライトに達した後、東からの風により日本側へ戻して回収を行う。

bCALET-2 の放球は午前 6 時 20 分に行なわれ、約 2 時間で高度 34 km に達して 2.5 時間のレベルフライトを行なっ

た後、装置を気球から切り離してパラシュートで落下させ海上で回収した。実験中の気球の航跡図と高度変化を図 11 と図 12 に示す。

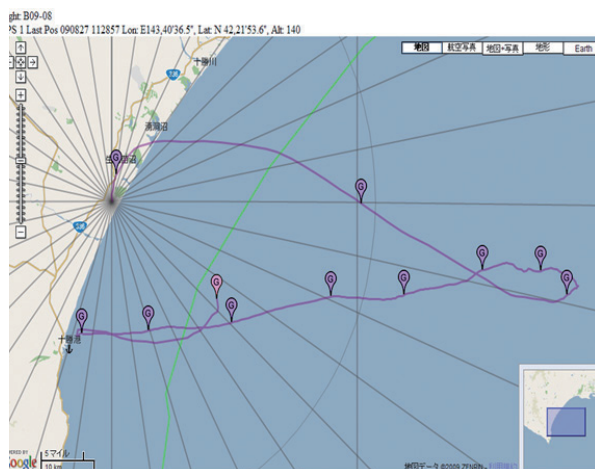


図 11：気球航跡図。沖合 100 km で、東からの風により陸地側に戻っている。

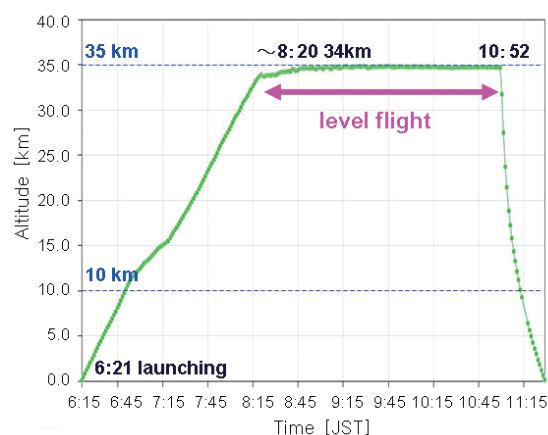


図 12：気球高度の時間変化。およそ 2 時間でレベルに達し、その後 2.5 時間レベルフライトによる観測を行った。

3.2. 観測条件

bCALET-2 実験においては、フライトの途中で BHL, BLL のディスクリレベル、およびトリガーパターンを切り替え、低エネルギー電子とガンマ線、高エネルギー電子のそれぞれに対象を絞って観測を行なった。放球直後は、トリガーパターンを SGL & GAM に設定し、地上でのミュオン観測用のディスクリ値 (0.7 MIP) でデータを取得した。上昇中、高度約 10 km に達したところで、BHL の閾値を 0.7 MIP から 7 MIP (1 GeV 相当) に、BLL の閾値を 0.7 MIP から 4 MIP (200 MeV 相当) に変更し、1 GeV 以上の電子と 200 MeV 以上のガンマ線を対象に観測を行なった。レベルフライトに入ってから約 1 時間は同じ状態で観測を続けた。

その後、観測の主要目的である高エネルギー電子の観測を実施するため、トリガーパターンを ELE のみに変更し、また BHL の閾値を 7 MIP から 35 MIP (~ 5 GeV) に変更し、この状態で約 1.5 時間観測を行なった。表 5 に、フライト中用いたトリガーパターンとそのときのディスクリ値を示す。また図 13 に、各トリガーモードのカウンtrateの時間 (高度) 変化を示す。その間取得されたイベント数は、ガンマトリガーが 3,466 例、1 GeV 電子トリガーが 2,720 例、5 GeV 電子トリガーが 5,671 例であった。

表 5：フライト中のトリガーパターンとディスクリ値 (MIP 数で表示)

| トリガーパターン | S1 | S2 | Anti | BHL | BLL |
|----------|-------|-------|-------|-------|-------|
| SGL&GAM | > 0.7 | > 0.7 | < 0.7 | > 0.7 | > 0.7 |
| ELE&GAM | < 0.7 | > 0.7 | < 0.7 | > 7 | > 4 |
| ELE | > 0.7 | > 0.7 | — | > 35 | — |

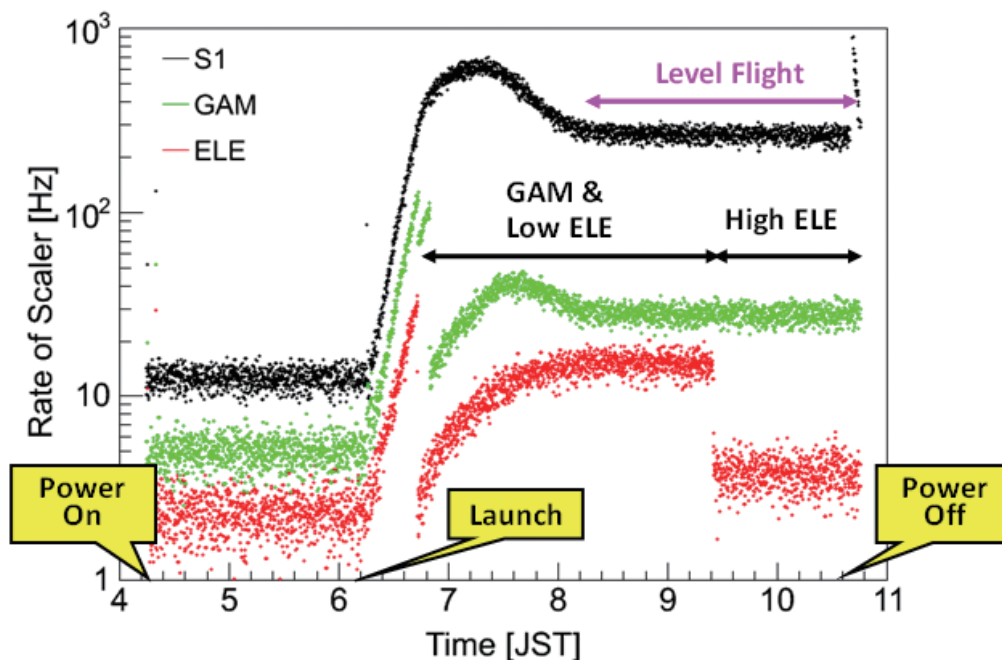


図 13：カウントレートの時間変化。上から順に、S1 で検出されたイベントのカウントレート、GAM トリガー、ELE トリガーのカウントレートを表す。GAM および ELE のカウントレートはディスクリレベルの調整により不連続的に変化している。

4. 観測データ解析

実験データの解析は、レベルフライトにおいて取得した各トリガーイベント毎に行なった。ELE でトリガーされた電子候補イベントと GAM によるガンマ線候補イベントのそれぞれについてエネルギー決定と飛跡再構成を行って、シャワー形状による粒子識別により陽子等のバックグラウンドを除去して電子とガンマ線を選別した。また加速器ビーム実験と Monte Carlo シミュレーション計算により、検出効率、エネルギー分解能、角度分解能、粒子識別性能等を求め、実験データとの比較により電子・ガンマ線のエネルギースペクトルを導出している。

シミュレーションコードとして、これまでの宇宙線観測で実績のある Cosmos[13] と EPICS[14] を利用した。Cosmos は地球地場や大気との衝突による二次粒子生成を扱うことが可能なシミュレーションコードで、これを用いて高度 35 km における宇宙線イベントを生成した。EPICS は高エネルギー粒子と検出器の相互作用のためのシミュレーションコードで、Cosmos で生成したイベントを用いて、EPICS で bCALET-2 検出器の応答を求めることにより、一次宇宙線を含む検出器シミュレーションがほぼ完全に可能である。なお、これらのコードにはいくつかの核相互作用モデルが用意されているが、加速器実験を現象論的に再現する DPMJET-3[15] を用いた。このモデルは、現在までの我々の加速器ビーム実験において、他のモデルに比較して優れた再現性をもつことが確認されている [16]。

4.1. 装置出力較正

bCALET-2 では、シャワー粒子がシンチレータで損失するエネルギーから、入射エネルギーの測定を行う。このためシンチレータの出力を、入射エネルギーに換算可能な形に規格化する必要がある。このため、フライト前に地上で測定した宇宙線ミューオンを用いて、各検出器の出力（ADC 値）を §2.3 に述べた MIP 数に換算する。そしてシミュレーション計算から得られる入射エネルギーと MIP 数の相関関係を用いて、観測されたシャワーのパルスハイト値（MIP 数換算）から入射エネルギーを求めた。各検出器における 1 MIP 導出の手順は以下のとおりである。

4.1.1. IMC の検出器校正

IMC を構成する SciFi の 1 MIP 相当の出力値は、ミューオンが通過した際のシグナル値の分布をファイバーごとにヒストグラムで作成し、ランダウ分布でフィッティングすることによって導出した。図 14 にランダウ分布による測定データのフィッティング例を示す。

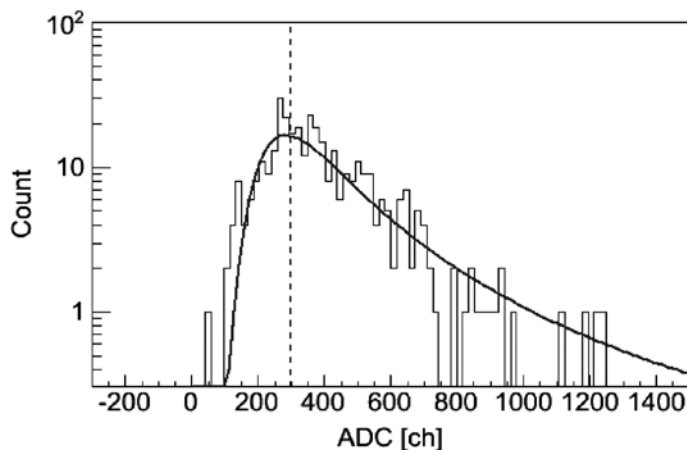


図 14：宇宙線ミューオンによるシンチファイバーの波高値分布の測定結果。曲線はランダウ分布によるフィットで、このピーク値（点線で表示）を 1 MIP とした。

4.1.2. TASC の検出器校正

TASC の PD からの信号は、§ 2.2.3 で述べたように High-Gain, Low-Gain の二系統で読み出されている。High-Gain の信号については、ミューオン測定用のデータを用いてゲイン補正を行なった。その際、回路素子、PD、BGO 等の温度特性を考慮して温度補正係数を求めている。Low-Gain の信号については、フライトのデータから High-Gain との相関を調べ、それを用いて校正した。

【High-Gain】

図 15 に、BGO High-Gain の出力値分布を示す。図の左側のピークが PD 及び TASC 用 FEC のペデスタル、右側のピークがミューオンピークに相当する。ペデスタルのピーク位置は、回路素子の温度特性により温度変化するため、以下の手順でそれを補正した。

- 1) 地上でのミューオン測定の全データを、イベント取得時の温度によって分ける。このとき、X の 2 層目の FEC、及び Y の 2 層目の FEC に取り付けられた 2 つの温度センサーによる値を用いた。全データの温度範囲は約 20.5～38.5℃なので、3℃きざみで 6 分割する。
- 2) 各温度範囲で独立にヒストグラムを作成し、ペデスタルピークをガウス分布でフィッティングする。
- 3) データの平均温度と、ピーク値を直線でフィッティングし、ペデスタルの温度補正係数を求める。

ペデスタルの温度補正直線のフィッティング例を図 16 に示す。図のように正の温度特性を示すチャンネルと、負の温度特性を示すチャンネルがあり、最大で約 15 ch/℃程度の温度変化が見られた。1 MIP 相当の出力値を導出するにあたっては、このようなペデスタルの温度変化の影響を差し引くため、各チャンネルの温度補正係数（直線の傾きと切片）を用いてイベント毎にペデスタルを算定し、それを引いた ADC 値を用いて 1MIP を求めた。

一方 1MIP 相当の出力値そのものも、PD の量子効率、BGO の発光量等の温度特性により変動する。よってペデスタルのときと同様、各温度範囲でヒストグラムを作成してミューオンピークをガウス関数でフィッティングし、温度との相関をとることでこれを補正した。ただしペデスタルに比べて BGO1 本あたりに入射するイベント数が少ないため

温度刻みを大きくとり、 6°C 毎に3分割とした。また1 MIP の温度変化はPD やBGO の温度依存性によるものと考えられるので、FEC の取り付けられていないTASC 側面の温度センサーの値を用いた。このようにして導出した温度による1MIP の変化率は、ピーク値に対して平均で $-1.27\% / ^{\circ}\text{C}$ となった。これは過去に測定されたBGO 発光量の温度依存性ともよく一致している。

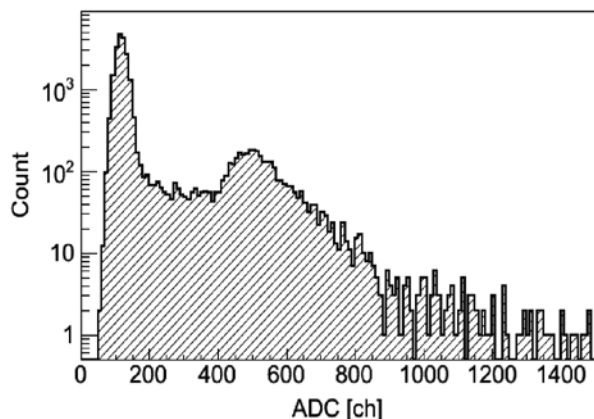


図 15：宇宙線ミュオンによるBGO の波高値分布の測定結果。左側のピークがペDESTAL、中央付近のピークが1 MIP のピーク。

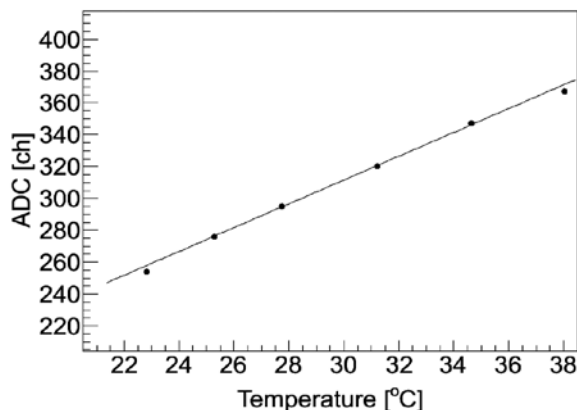


図 16：TASC 読み出し (PD+ FEC) におけるペDESTAL 平均値の温度依存性。ガウス分布のフィッティングからペDESTAL ピークの中心値を求め、温度との相関を求めた。

【Low-Gain】

Low-Gain は高エネルギーのシャワー粒子検出用にゲインが設定されているため、1 MIP を決めるミュオンのピーク値を正確に測定するのは困難である。したがって、気球観測データを用いて High-Gain の信号と Low-Gain の信号の相関を取り、High-Gain の信号が飽和しない領域において直線フィッティングし、High-Gain との出力比を求めた。図 17 は縦軸に High-Gain、横軸に Low-Gain の出力値をとったグラフである。両方とも、前節の手法で温度補正したペDESTAL を引いた値となっている。Low-Gain についてはこの関係式と、High-Gain のミュオンデータ解析結果を用いてゲインを補正することとした。フライトデータの解析にあたっては、High-Gain の信号が 65,000 ch 以下の場合は High-Gain のデータを、65,000 ch を越えた場合は Low-Gain のデータを採用した。

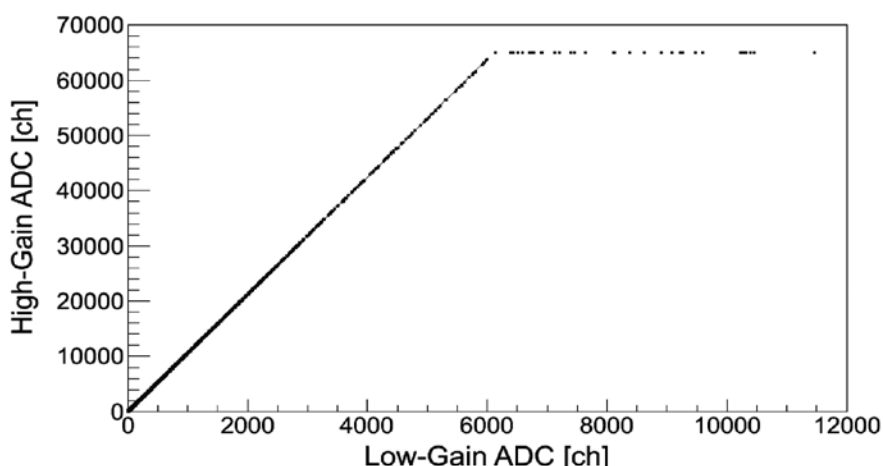


図 17：BGO のTASC 読み出しによる High-Gain と Low-Gain の相関。両者の出力が比例する領域で較正が可能。

4.2. エネルギー決定

bCALET-2 では、IMC でスタートしてTASC で発達するシャワー粒子がSciFi とBGO で損失するエネルギーから、入射エネルギーの測定を行うことができる。各検出器におけるエネルギー損失量から入射粒子のエネルギーへの換算

は、エネルギー損失の大半を占める BGO を用いて行なう。このため、前節で述べた方法で観測データを MIP 数に換算し、加速器ビーム実験で較正されたシミュレーション計算を用いて得られる MIP 数とエネルギー損失量の関係、およびエネルギー損失量と入射エネルギーの相関関係を用いてエネルギー決定を行った。

1 MIP に相当するエネルギー損失量は、Cosmos と EPICS を用いて地上における観測装置のミュオン測定を再現し、シミュレーションで得られた各 BGO 内のエネルギー損失量の分布を、実験データと同様にガウス関数でフィッティングして導出する。この 1 MIP 相当のエネルギー損失量を用いて、観測データを MIP 数からエネルギー損失量に換算し、シミュレーションによって得られたエネルギー損失量と入射エネルギーの較正曲線を用いて入射エネルギーを決定する。

シミュレーション計算から、TASC 内の位置によるエネルギー損失量の違いは無視できる程度であることが分かっている。1 MIP のエネルギー損失はすべての BGO について 60 本の平均値 (23.87 GeV) を用いた。またフライトのシミュレーションにおいては、実験データの回路システムにおけるペDESTAL のゆらぎを再現するため、各 BGO の 1 MIP の大きさに対するペDESTAL のゆらぎの大きさをミュオン測定データから導出し、その幅のガウス分布で再現してシミュレーションのエネルギー損失量に足し込んでいる。

図 18 に電子とガンマ線それぞれのエネルギー較正曲線を示す。シミュレーションで単一エネルギーの粒子を入射させ、TASC 内のエネルギー損失の分布をとって、そのピーク値を 3 次スプライン補間でつないで較正曲線としている。TASC を斜めに抜けるイベントはエネルギー分解能が悪くなるため、入射角が S1 および TASC3 層目下面の端から 2.5 cm 内側を通過するという幾何条件 (図 19) を満たすイベントだけ使用している。実際の実験データの解析でも、再構成した飛跡が幾何条件を満たすものだけ選別する。電子のエネルギー分解能は 10 GeV で 7.33 %、ガンマ線の場合は 10 GeV で 6.63 % となった。図 20 に示すように、エネルギー分解能は式 (1) の形でエネルギーに依存する。

$$\Delta E = \frac{a}{\sqrt{E_0}} + b \quad (1)$$

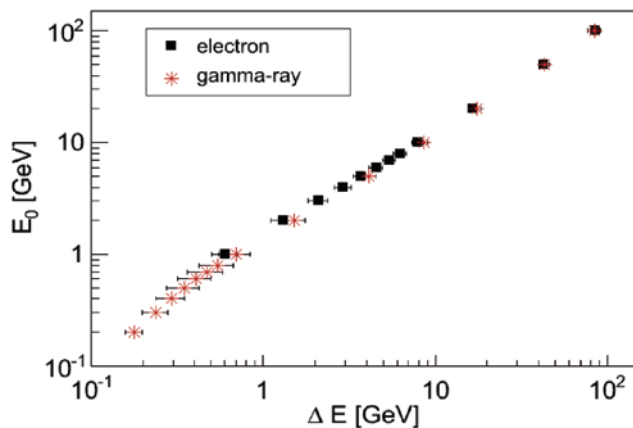


図 18 : TASC-BGO 中のエネルギー損失量 (ΔE) と入射粒子エネルギー (E_0) の相関 (シミュレーション)。横軸の誤差は、 ΔE の分布の平均二乗偏差。

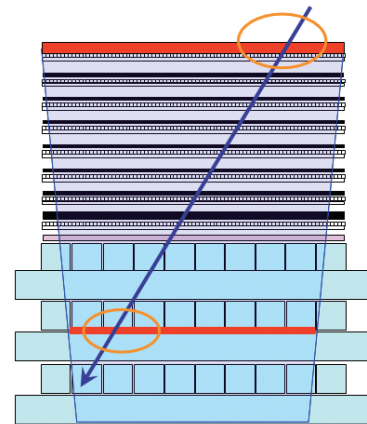


図 19 : データ解析時における入射粒子到来方向の幾何条件。図中の網掛け部分を通過するシャワーのみを選択。

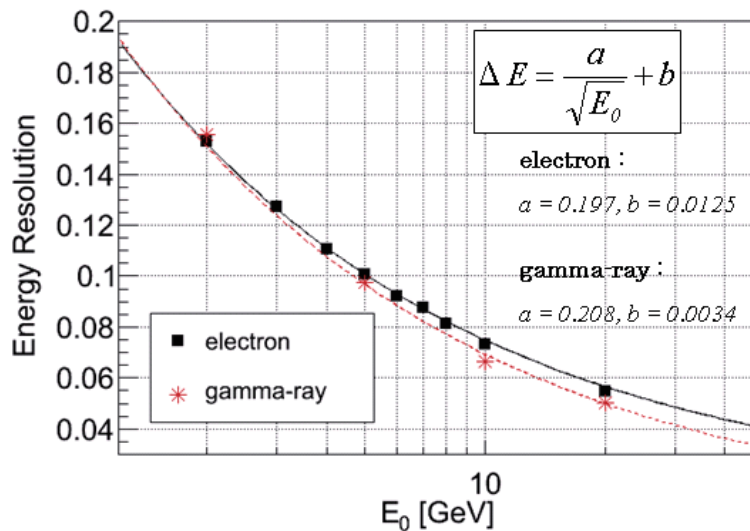


図 20：シミュレーションにより求めた電子、ガンマ線それぞれのエネルギー分解能のエネルギー依存性。曲線は式 (1) によるフィッティング。

4.3. シャワー軸再構成

入射粒子のシャワー軸再構成は、IMC の SciFi で得られるデータを用いて行った。電子とガンマ線では、入射粒子の電荷の有無の違いを考慮して、それぞれに最適化したシャワー軸再構成の方法を開発している。それぞれの方法と得られた角度分解能は以下の通りである。

【電子シャワー軸決定】

電子のシャワー軸再構成は以下のような手順で行なった。

- 1) 各層につき、発光量の多い順に最大 3 本のファイバーを選び、それぞれ左右のファイバーの発光量との重みつき重心をとってシャワー中心候補点とする。
- 2) それぞれの層から 1 点ずつ候補点を選択し、それらの点を最小二乗法で直線フィットする。(フィッティングに使用しない層があってもよいが、最低 4 層分は選択するとする)。これをすべての候補点の組み合わせについて行なう。
- 3) すべてのフィッティング結果のうち、残差が最小となったものを、最も適切なシャワー軸として採用する。ただし、フィッティングで得られたシャワー軸を TASC 1 層目まで外挿したとき、発光した BGO を通るシャワー軸と通らないシャワー軸があった場合は、発光した BGO を通る方を優先する。

ただし電子のシャワーはミューオンと比べて発光点が多く、膨大な数の組み合わせができるため、直線から大きく外れる組み合わせ等はあらかじめ省いている (付録 B 参照)。

以上の方法を用いて、シミュレーションで生成した高度 35 km における電子イベントを解析したところ、1 GeV 電子トリガーにかかり入射角が図 19 の幾何条件を満たすイベントのうち、99.7 % がシャワー軸再構成に成功している。再構成できたイベントについて、得られたシャワー軸と実際の入射角との角度誤差の分布 (図 21) において 68 % のイベントが含まれるという条件で角度分解能を定義すると、分解能は 1.4° となった。三次元的な角度誤差 $\Delta\theta$ は式 (2) で計算した。

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \cos^{-1}(S_{dir} \cdot E_{dir}) \\ &= (x_s \cdot x_e) + (y_s \cdot y_e) + (z_s \cdot z_e)\end{aligned}\quad (2)$$

ここでシミュレーションの入射角ベクトルを $S_{dir} = (x_s, y_s, z_s)$, 再構成したシャワー軸の角度ベクトルを $E_{dir} = (x_e, y_e, z_e)$ とする.

角度分解能のエネルギー依存性は, 図 22 のように得られている. 低エネルギーでは, シャワーの粒子数が減少し重心位置の決定精度が悪くなることなどから分解能が低下するが, 5 GeV 以上においては 1° 以下となっている. 図 23 にシミュレーションの電子イベント (15 GeV) の再構成例を示す. 打ち上げ時の衝撃等により観測データの一部に SciFi データの部分的欠損が発生しているが (後述), この方法によれば十分な精度で再構成ができています.

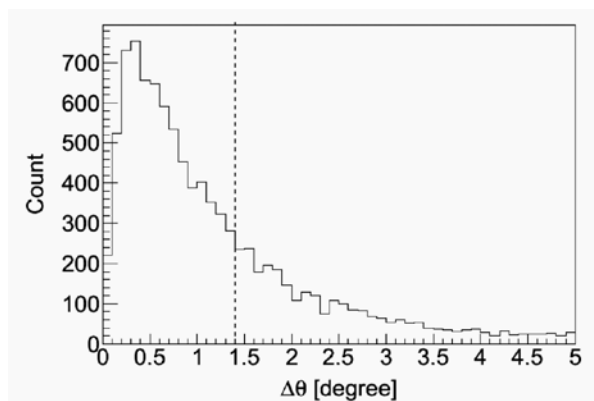


図 21: シミュレーションによって算出した電子シャワー軸再構成の際の角度誤差の分布. 高度 35 km でトリガーされる電子イベントについてシャワー軸の再構成を行ない, 角度誤差を導出した. 68 % 含有で $\Delta\theta \sim 1.4^\circ$ となった (点線).

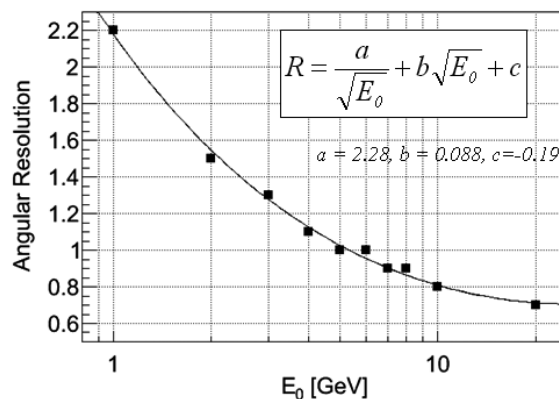


図 22: シミュレーションによって推定した電子の角度分解能のエネルギー依存性. 曲線は, 図中の式でフィッティングした結果.

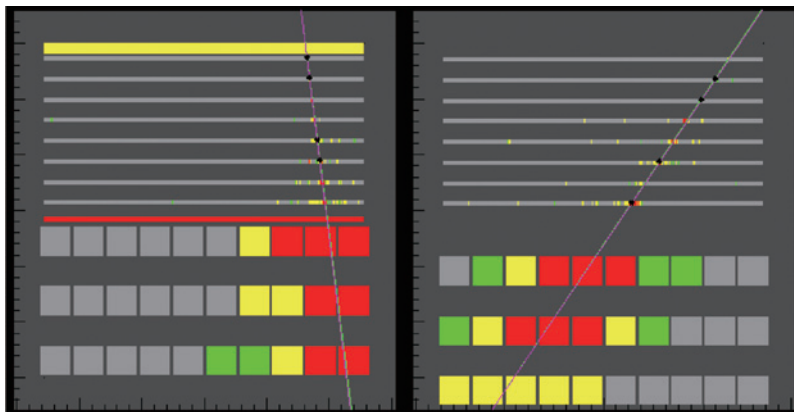


図 23: 電子シャワー軸再構成例 (シミュレーション). 直線は再構成されたシャワー軸を表す. この例では S1 および S2 で検出し, IMC の最上層からシャワーが始まっている.

【ガンマ線シャワー軸決定】

ガンマ線はシャワーが発生するまで IMC で検出されないため, IMC のみからシャワー軸再構成するのは困難である. このため, 以下の方法で TASC 内の BGO シグナルも用いたシャワー軸の再構成を行なった.

- 1) 電子と同じ方法で, IMC 中でシャワー中心候補点をきめる.
- 2) BGO の 1 層目と 2 層目から最も発光量の多い BGO を 1 本ずつ選択する. 左右の BGO を用いて発光量の重みつき重心をとり, シャワー軸候補点とする.
- 3) IMC の発光のある層, TASC の上層 2 層のそれぞれからシャワー軸候補点を選び, 最小二乗法で直線フィットす

る。これをすべての候補点の組み合わせについて行ない、複数のシャワー軸候補を得る。ただし、選択した IMC 候補点の上下二点間の傾きが大きくばらつく組み合わせは除く。

- 4) 3) で得られたすべてのシャワー軸候補のうち、IMC と TASC の位置決定精度を考慮したフィッティングの残差が最小となるものを、最も適切なシャワー軸として採用する。残差は以下の式で定義している。

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(Sx_i - x_i)^2}{\sigma^2} \quad (3)$$

ここで、 N は使用した候補点の総数、 Sx_i は 3) で求めた i 層目におけるシャワー軸通過位置、 x_i は i 層目の実際のシャワー軸候補点の位置、 σ は SciFi または BGO の幅とする。ただし、得られたシャワー軸が TASC 最上層の候補点から ± 1.75 cm 以上離れた点を通過する場合は、不適切として採用しない。

高度 35 km におけるシミュレーションのガンマ線イベントを上記の方法でシャワー軸再構成したところ、トリガーにかかり入射角が図 19 の幾何条件を満たすイベントのうち、90.9 % がシャワー軸再構成に成功した。残りの 9.1 % は IMC の発光した層が少なかったか、手順 3) または 4) で排除されたイベントである。再構成できたイベントについて、角度分解能は 1.6° となった。角度分解能の定義は電子のときと同様である。角度分解能のエネルギー依存性を図 24 に示す。図 25 は、シミュレーションのガンマ線イベント (13 GeV) の再構成例である。

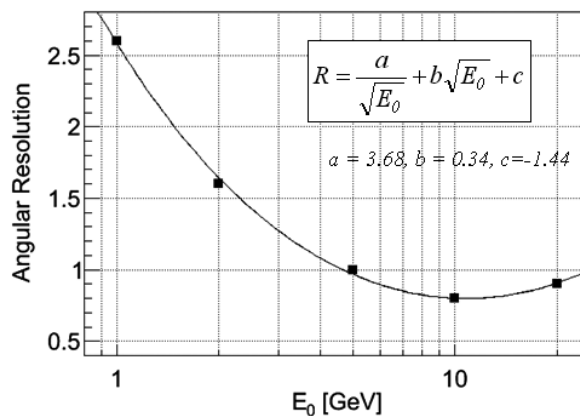


図 24：シミュレーションによって推定したガンマ線の角度分解能のエネルギー依存性。曲線は、図中の式でフィッティングした結果。

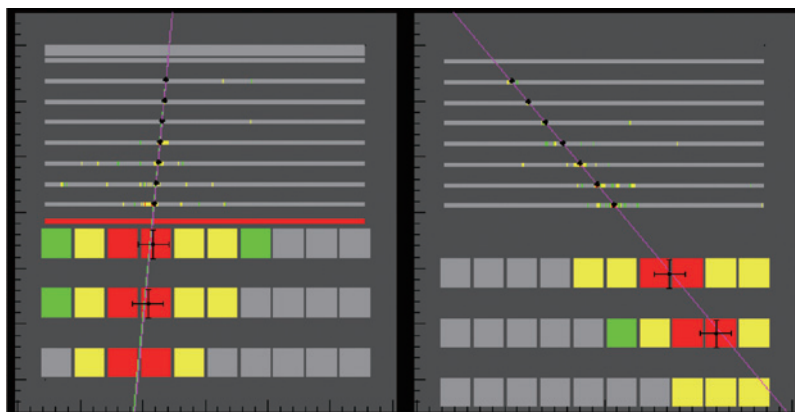


図 25：ガンマ線シャワー軸再構成例（シミュレーション）。S1 および IMC の上層で検出されず、途中からシャワーが始まっている様子がわかる。

4.4. 粒子識別

電子観測の主なバックグラウンドである陽子や原子核は、トリガー条件によってすでに 1/10 程度まで除去されているが、トリガーされたイベントの中には電子以外の粒子が約 96 % 程度含まれている。これらの中から電子を識別するため、bCALET-2 では、これまでの BETS や加速器実験の経験を活用して、IMC と TASC を用いたシャワーの 3 次元的可視化技術を用いている。すなわち、電子・ガンマ線が生成する電磁シャワーは、電子対生成と制動放射の繰り返しによって発達するため、エネルギー損失がシャワー軸中心に集中し、シャワー発達における揺動も少ない。これに対し陽子や原子核の生成するハドロンシャワーは、核相互作用によって発生した二次粒子とその連鎖反応によって発達する。すなわち中性パイ中間子の崩壊によって生成される 2γ は電磁シャワーを発生させ、荷電パイ中間子や生き残りの陽子は、逐次相互作用をおこす。その結果、シャワー発達に大きな揺動が見られる他、横方向の拡がりも大きな分布を持つ。

特に、陽子のタングステンに対する平均自由行程 (m.f.p) は約 28 r.l. であり、IMC 中に積層されているタングステンでは約 0.13 m.f.p であるため、約 10 % の陽子のみが IMC 中で相互作用する。それに対して、電子・ガンマ線は殆どが IMC 中で相互作用によりシャワー粒子を生成し、TASC 中で電磁シャワーが発達する。このため、高エネルギー (～ 6.7 GeV 以上) の電子については、主に TASC におけるシャワーの横拡がりや遷移曲線を用いて粒子識別を行なった。低いエネルギーのイベントについては、シャワー発達が主に IMC で起こるため、IMC 中でのシャワー形状も用いた粒子識別を行なった。

4.4.1. S1 を用いた重粒子除去

陽子に対して電荷 (Z) ≥ 2 の原子核成分は、S1 のシグナル値を用いて、以下の方法で容易に識別が可能である。S1 を荷電粒子が (相対論的速度で) 通過したとき、電離損失によるエネルギー損失量は Z の二乗に比例する。図 26 に、実際の観測条件に基づいて行った S1 におけるエネルギー損失量のシミュレーション計算の結果を示す。図において 4 MIP 付近に見られるヘリウムのピークに対して、3.0 MIP を上限閾値としてデータを選別すると、電子の残存率が 95.5 % で、90.9 % の原子核成分を除去できることが判明している。

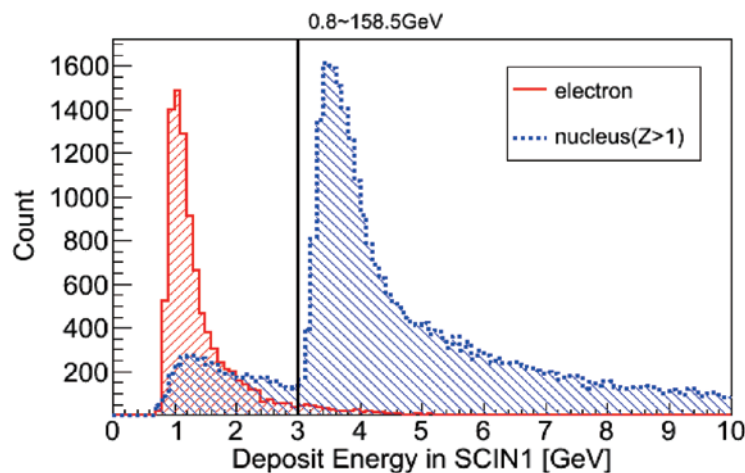


図 26：電子およびハドロンによる S1 におけるエネルギー損失量の分布 (シミュレーション)。図の実線 (3 MIP) を閾値として、重粒子を除去した。3 MIP 以下の重粒子は、実際は S1 を通過せず、電荷に比例したエネルギーを S1 に落とさなかったイベントが、シャワー軸再構成の誤差により S1 を通過したと誤認されたものである。このようなイベントは TASC におけるシャワー形状の違いから識別・除去している。

4.4.2. TASC 内シャワー形状による電子・陽子識別

カロリメータを用いた電子・陽子選別では、シャワー発達に伴うエネルギー分布を、極めて正確に測定する必要があるため、IMC のようなサンプリングカロリメータだけでは不十分で、TASC による正確なシャワー中のエネルギー分布を測定することが不可欠である。その理由は、陽子によるシャワー発達の揺動の効果が、電子選別に大きく影響するためである。このため、気球実験では TASC を用いた ATIC では正確な e/p 選別が実現されているのに対し、サンプリングカロリメータを用いた方式では、高エネルギー領域での正確な e/p 選別が難しい。さらに、TASC 方式では読み出しチャンネルが大幅に軽減できるというメリットもある。

このため、bCALET-2 では、TASC におけるシャワー形状による電子・陽子選別をシャワーが主に TASC で発達する 6.7 GeV 以上のイベントについて試みた。最初に、電磁シャワーとハドロンシャワーの横拡がりの平均値の違いに着目し、これを選別に用いる。ここで再構成した飛跡を軸にしたときの各層のシャワーの横拡がりを、式 (4) で表す。

$$R_i = \sqrt{\frac{\sum_j (\Delta E_{BGO(j)} \times (x_j - x_c)^2)}{\sum_j \Delta E_{BGO(j)}}} \quad (4)$$

ここで、 $\Delta E_{BGO(j)}$ は各層の j 番目の BGO におけるエネルギー損失、 x_j は j 番目の BGO の座標、 x_c はシャワー中心を表す。TASC 全体としての横拡がりは、各層の拡がりについて、式 (5) に示したエネルギー重みつき二乗平均を採用した。

$$R_E = \sqrt{\frac{\sum_i (\Delta E_{layer(i)} \times R_i^2)}{\sum_i \Delta E_{layer(i)}}} \quad (5)$$

ここで $\Delta E_{layer(i)}$ は TASC i 層目におけるエネルギー損失を表す。この値をパラメーターとして電子と陽子の横拡がりを比べると、シミュレーションではそれぞれ図 27 のような分布となる。

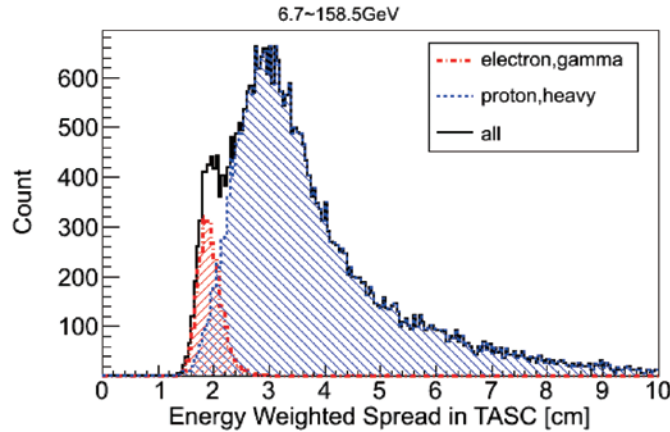


図 27：S1 による重粒子除去を行なった後の、TASC におけるエネルギーの重みつきシャワー横拡がりの分布（シミュレーション）。実線は全イベントを表す。電子の分布は約 2.4 cm 以下の領域に集中している。

次にシャワー発達の違いに注目する。電磁シャワー粒子の電離損失による 1 r.l. 当りのエネルギー損失の物質層の厚さに対する変化（遷移曲線）の平均値は、以下の式で近似される [17]。

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (6)$$

ここで、 t は輻射長単位 (X_0) で表したシャワーの深さ ($= x/X_0$)、 E_0 は入射粒子のエネルギーを表す。 a 、 b は検出器

に依存するパラメーターである。シャワーの最大発達点は、 a , b を用いて以下のように表される。

$$T_{max} = \frac{a-l}{b} \quad (7)$$

各イベントについて TASC の 6 層のエネルギー損失を、横軸にシャワーが通過した物質の深さ (r.l.) をとってグラフにし、この式でフィッティングすることにより、シャワーの最大発達点を求めることができる。 a と b と E_0 をフリーパラメーターに設定した。電子と陽子でこのようにして求めた最大発達点の分布をとると、シミュレーションでは図 28 のようになる。

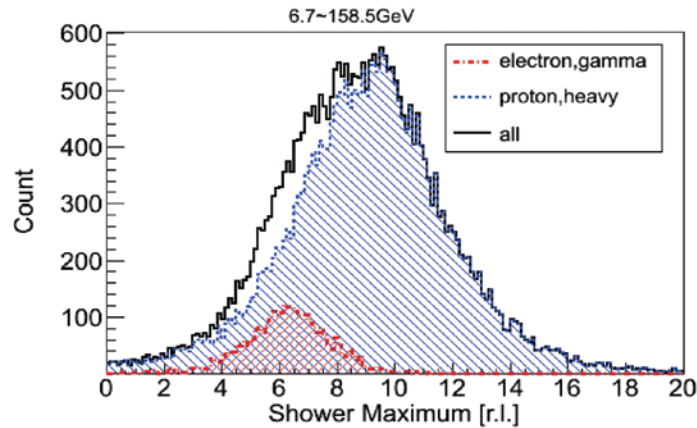


図 28：S1 による重粒子除去を行なった後の、TASC におけるシャワー最大発達点の分布（シミュレーション）。実線は全イベントを表す。最大発達点は、エネルギー損失の遷移を式 (6) でフィッティングして求めている。

図 27、図 28 で示したように、電子と陽子の識別は、横拡がりだけ、最大発達点だけでは難しいが、両者の相関をとることで精度よく行なうことができる。図 29 (左) の一次宇宙線スペクトルを仮定したシミュレーション結果に示されているように、電子 (+ガンマ線) と陽子 (+原子核) はそれぞれ、両者の相関分布ではよく分離されている。図中に示した線で分離したところ、電子領域での電子残存率は 82.2 %，陽子混入率は 6.10 % となった。図 29 (右) に観測結果を示す。統計量が少ないためシミュレーションほど分離は鮮明ではないが、シミュレーションで得られた図中の領域に対応する形で、電子 (+ガンマ線) イベントを分離する。

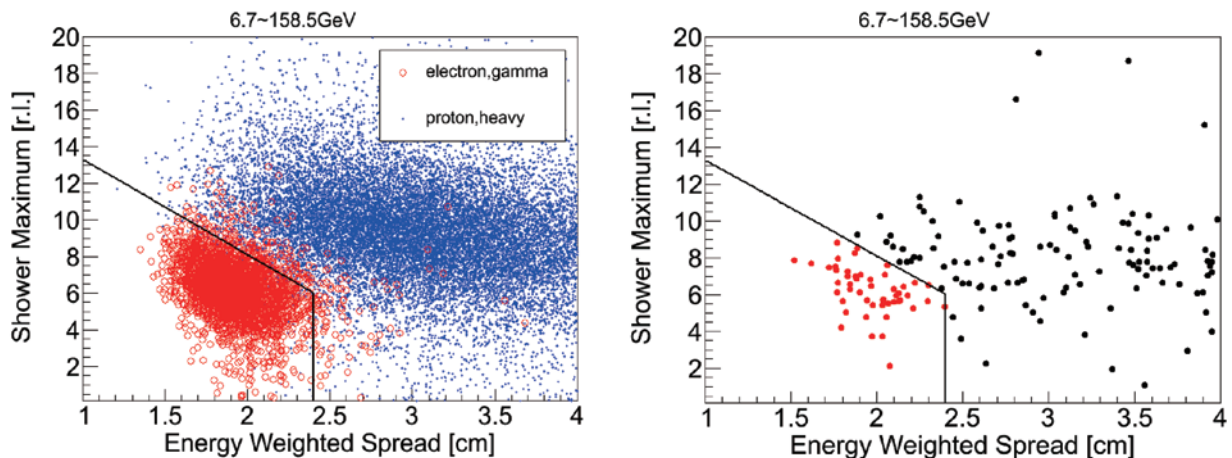


図 29：シャワー横拡がり最大発達点の相関分布。左図はシミュレーションデータの分布を示す。電子・ガンマ線を赤点、陽子・重粒子を青点で示すが、直線 $T_{max} = -5.2R_E + 18.5$ 、および $R_E = 2.4$ で囲まれる領域により、電子を選別可能であることが分かる。同じ条件を実験データ (右図) に適用し、電子と選別されたイベントを赤点で示している。

4.4.3. TASC 内シャワー形状によるガンマ線識別

GAM モードによるトリガーでは、IMC を覆う 3 枚の Anti シンチレータによって側面入射の荷電粒子が除去されているが、シミュレーションによれば Anti の隙間などから入射した陽子等の他粒子が図 30 のような割合で含まれている可能性がある。よってガンマ線の場合、まずエネルギー重心を用いて TASC におけるシャワーの横拡がりを導出し、陽子の除去を行なった。

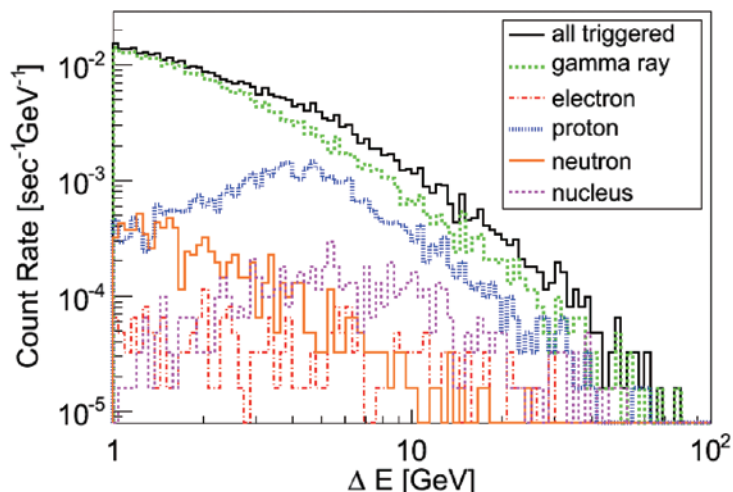


図 30：シミュレーションから得られた高度 35 km においてガンマ線トリガーに混入する荷電粒子，中性子の割合。総イベントに対し，荷電粒子（陽子，原子核）が 11.0 %，中性子が 2.4 % 混入している。

各層のエネルギー重心としたその層のシャワーの横拡がりとして定義する。各層の横拡がりのエネルギー重みつき二乗平均を TASC 全体の横拡がりとして定義し，これを各エネルギー領域毎にプロットして，粒子識別を行う。例として 1.0 GeV から 1.6 GeV でのガンマ線と陽子によるシャワーの横拡がりの分布を図 31 に示す。図のように，ガンマ線によるシャワーはより横拡がりの小さい領域に集中するので，これを極力残し大きな横拡がりを与える陽子シャワーを除去するような閾値を設ける。横拡がりの分布はエネルギーによって異なるので，エネルギーを対数で等間隔に分け，各エネルギー範囲で閾値を変更した。それぞれのエネルギーにおける閾値とガンマ線残存率，陽子混入率を表 6 に示す。

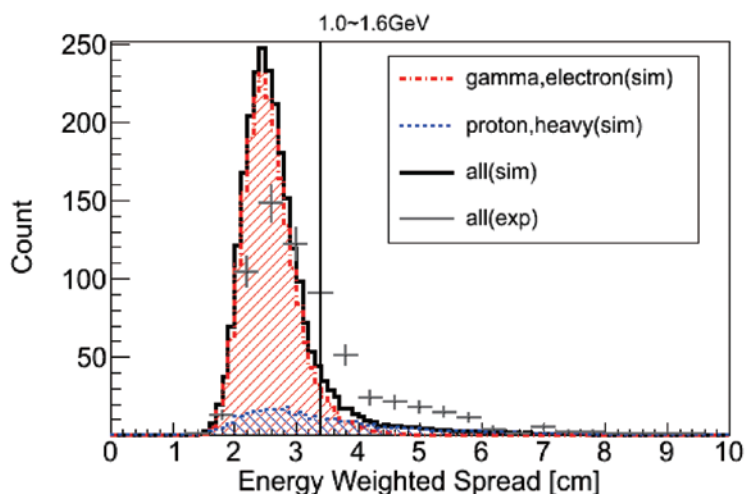


図 31：TASC におけるガンマ線および陽子によるシャワーの横拡がり分布。入射エネルギーが 1.0～1.6 GeV のエネルギー領域について示す。横拡がりの値が 3.4 cm を閾値としてガンマ線と陽子の弁別を行っている。

表 6：各エネルギーにおけるシャワーの横拡がりを用いたガンマ線・陽子識別性能

| Energy [GeV] | 横拡がりの閾値 [cm] | ガンマ線残存率 [%] | 陽子混入率 [%] |
|--------------|--------------|-------------|-----------|
| 1.00～1.58 | 3.4 | 95.5 | 9.7 |
| 1.58～2.51 | 3.0 | 94.9 | 11.1 |
| 2.51～3.98 | 2.7 | 94.2 | 12.8 |
| 3.98～6.30 | 2.4 | 92.2 | 12.2 |
| 6.30～10.0 | 2.3 | 89.8 | 13.5 |
| 10.0～15.8 | 2.2 | 86.9 | 8.72 |
| 15.8～25.1 | 2.1 | 87.2 | 6.47 |

4.4.4. 低エネルギーにおける IMC を用いた識別

シミュレーションによると、入射粒子のエネルギーが約 6.7 GeV 以下になると IMC 内で発達するシャワーの寄与が相対的に増加する。このため、1 GeV トリガーで取得したイベントのうち、6.7 GeV 以上のイベントについては § 4.4.2 の手法で粒子識別を行ったが、1～6.7 GeV のイベントについては、TASC のデータに加え IMC 中でのシャワーのエネルギー集中度等を用いて、以下の条件でまず陽子除去を行った。

1) TASC の 6 層のエネルギー損失から求めたシャワーの最大発達点 $T_{max} < 8$

かつフィッティングのカイ二乗値 $\chi^2_{max} < 1.3$

2) TASC におけるシャワー発達のパラメーター $F_E < 0.06$

ここで F_E は、TASC 中の全エネルギー損失に占める最下層のエネルギー損失の比として、以下のように定義している

$$F_E = \frac{\Delta E_{layer(bottom)}}{\sum_i \Delta E_{layer(i)}} \quad (8)$$

3) IMC の横拡がり $0.2 \text{ cm} < R_E < 3.2 \text{ cm}$

上記の判定を行なった上で、IMC におけるシャワーのエネルギー集中度と、TASC におけるシャワーの横拡がりとの相関を用いて電子を識別した。IMC におけるシャワーの集中度は、IMC 中の全エネルギー損失と、シャワー軸周辺 5 mm 以内に落としたエネルギーの比として定義している。図 32 に見られるように、電子の生成するシャワーの方がシャワー軸中心に集中しているため、陽子にたいして集中度は大きくなる。

$$C_E = \frac{\sum_{j(axi\pm 5)} \Delta E_{scifi(j)}}{\sum_i \Delta E_{layer(i)}} \quad (9)$$

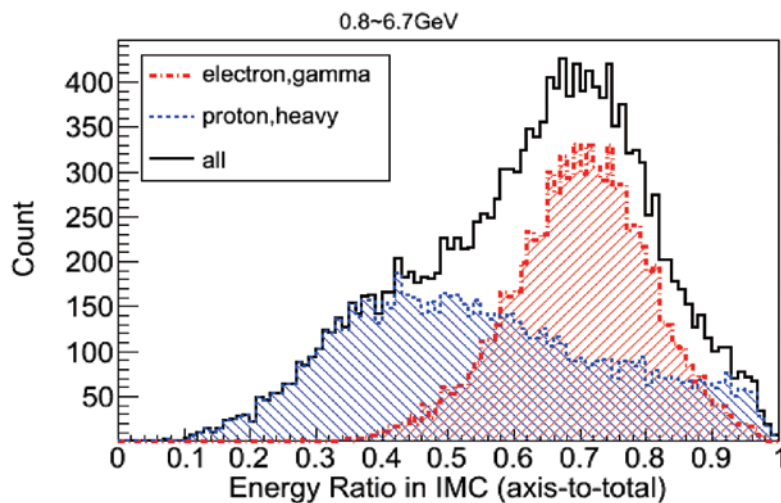


図 32：IMC におけるシャワーのエネルギー集中度（シミュレーション）。本文 1) 2) 3) の条件で陽子を除去した後の分布（エネルギーは 0.8～6.7 GeV）。

図 32 の IMC におけるシャワーの集中度と、TASC におけるシャワーの横拡がりの二乗の相関をとり、電子が分布する領域を取り出した。この分布の形状はエネルギーに依存するので、エネルギー範囲を分けて（対数で等間隔に 4 分

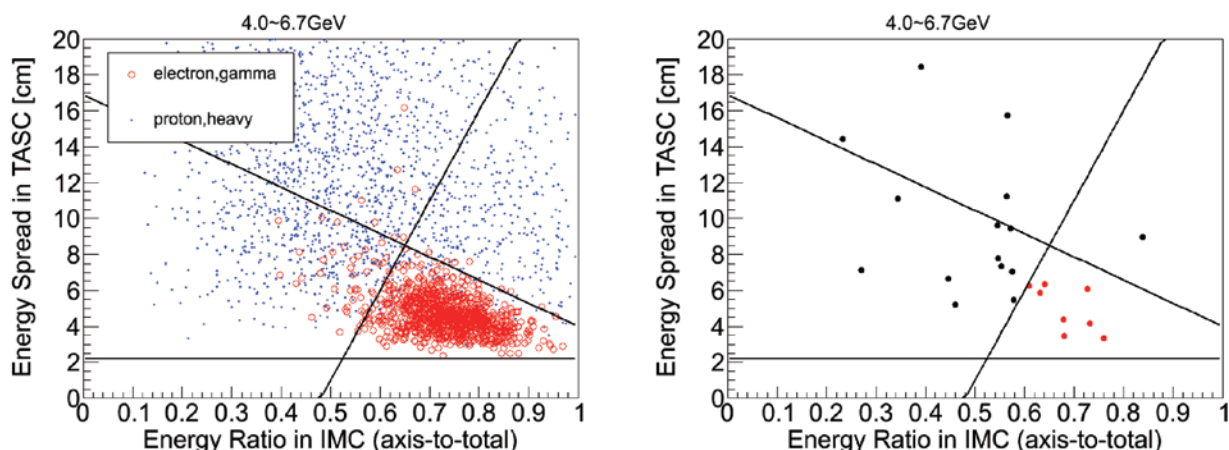


図 33：IMC におけるシャワーのエネルギー集中度と TASC におけるシャワーの横拡がりの相関分布（エネルギーは 4.0～6.7 GeV）。左図はシミュレーションデータの分布を示す。3つの直線で囲まれる領域により、電子を選別可能であることが分かる。同じ条件を実験データ（右図）に適用し、電子と選別されたイベントを赤点で示している。

割）、各エネルギー範囲で電子選別の領域を最適化した。それぞれのエネルギー範囲における電子残存率、陽子混入率を表 7 に示す。

表 7：各エネルギーにおける電子・陽子識別性能

| Energy [GeV] | 電子残存率 [%] | 陽子混入率 [%] |
|--------------|-----------|-----------|
| 0.82 ～ 1.38 | 83.4 | 7.80 |
| 1.38 ～ 2.35 | 84.7 | 11.1 |
| 2.35 ～ 3.98 | 83.4 | 16.6 |
| 3.98 ～ 6.73 | 77.0 | 9.89 |

4.5. 実験データ補正

実験データの解析において問題となる、装置の一部不具合やトリガー効率の位置依存性などについて、それらの影響をシミュレーション計算により再現して、顕著となる問題点がある場合にはその影響を補正した。主に問題となった事象とその補正方法を以下に示す。

【トリガー効率の位置依存性】 TASC 最上層の 10 本の BGO 信号和をトリガーとして用いているが、各 BGO の信号にゲイン差が存在するため、シャワー粒子がどの BGO を通過したかでトリガー効率に若干の違いが生じている。この影響は観測データの各 BGO におけるパルスハイト分布を用いて、BS のゲイン差を求めることにより補正した。シミュレーションにおいては、実験的に求めたこの比率をかけて信号の和をとり、トリガー効率の位置依存性を再現している。

【IMC での飛跡検出における不感チャンネルの影響】 観測時においては、一部の SciFi の読み出しに不具合が発生し、シグナルが得られないチャンネルが存在した。飛跡再構成へのこの影響を検討するため、シミュレーション計算でその状況を再現して、データ解析を実施した。

【IMC における電気ノイズの影響】 IMC では、ADC のペDESTAL 値が大きく変動するチャンネルが存在した。そのため、5 MIP 以上のシグナルの出ているチャンネルが規則的に並んでいる MAPMT が 1 層に 2 個以上ある場合に、そ

のイベントはノイズの影響を受けていると判断して、そのチャンネルのシグナルを強制的にゼロとしてデータ解析を行った。そのようなイベントは全体の約 0.5 %であった。

5. 電子フラックスの導出

粒子識別によって電子候補として残ったイベントを用いてフラックスを導出した。シミュレーションで、各エネルギーにおけるトリガー効率、エネルギー決定精度、飛跡再構成精度、粒子識別性能等を計算して、以下の式に代入している。

$$f[\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}] = \frac{N}{\Delta E \cdot t \cdot S\Omega} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \cdot \delta \quad (10)$$

ここで、 f はフラックス、 N はイベント数、 ΔE はエネルギー幅、 t は観測中に計測されたライブタイムを観測時間として表す。 $S\Omega$ は検出器の幾何学的因子を表し、 $S\Omega = 314 \text{ cm}^2\text{sr}$ という値である。 ε 、 δ は残存率、混入率を表す係数で、それぞれ以下のように定義している。

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{trig}} \cdot \varepsilon_{\text{ene}} \cdot \varepsilon_{\text{track}} \cdot \varepsilon_{\text{ep}} \quad (11)$$

$$\delta = (1 - \delta_{\text{ene}}) \cdot (1 - \delta_{\text{track}}) \cdot (1 - \delta_p - \delta_\gamma)$$

ここで ε_{ene} 、 $\varepsilon_{\text{trig}}$ 、 $\varepsilon_{\text{track}}$ 、 ε_{ep} はそれぞれエネルギー換算、トリガー、シャワー軸再構成、粒子識別の際の電子残存率を表す。また δ_{ene} はエネルギー換算の際に別のエネルギーの電子が混入する率、 δ_{track} はシャワー軸再構成の際に本来は幾何条件を満たしていない電子が混入する率、 δ_p は粒子識別の際の陽子混入率、 δ_γ は粒子識別の際のガンマ線混入率を表す。ガンマ線混入率には、後方散乱によって S1 に信号をおとしたガンマイイベントの他、検出器上方で反応して二次電子を生成したガンマ線も含んでいる。各エネルギーにおける ε 、 δ の値を表 8 に示す。1 GeV トリガーと 5 GeV トリガーでは、観測時間、検出効率等が異なるため、それぞれ独立にフラックスを計算し、足し合わせている。エネルギー的に重なり合う領域で、2つのトリガーのスペクトルは統計誤差の範囲内で一致している。

以上の解析により求められた電子フラックスを図 34 に示す。大樹町上空 35 km における Rigidity は 11.7 GV であり、その前後の一次電子と二次電子がシミュレーション（図の実線）に矛盾しない精度で観測されている。bCALET-1 および BETS は、三陸で行なわれた実験であるため、三陸高度 37 km（bCALET-1 の平均飛翔高度）におけるシミュレーションと比較する必要がある（図の点線）。BETS のフラックスは、大気トップにおける値に換算してあるので、ここで用いたシミュレーションよりやや高めとなっているが、大気トップの値は両者でよく一致している。bCALET-1 では、 $S\Omega$ が bCALET-2 の約 15 分の 1 であり、観測時間を考慮しても観測量は約 10 分の 1 である。このため、最大エネルギーは 10 GeV 付近に限られ、統計量も劣るが、一方 IMC の物質層が薄いので、1 GeV 以下の電子も観測できている。

表 8：各エネルギーにおける電子残存率および混入率補正係数

| Energy [GeV] | ε (1 GeV トリガー) | δ (1 GeV トリガー) | ε (5 GeV トリガー) | δ (5 GeV トリガー) |
|--------------|----------------------------|-----------------------|----------------------------|-----------------------|
| 0.82 ~ 1.38 | 0.36 | 0.49 | 0.00 | 0.00 |
| 1.38 ~ 2.35 | 0.57 | 0.44 | 0.00 | 0.37 |
| 2.35 ~ 3.98 | 0.66 | 0.40 | 0.067 | 0.39 |
| 3.98 ~ 6.73 | 0.64 | 0.55 | 0.41 | 0.55 |
| 6.73 ~ 11.4 | 0.74 | 0.77 | 0.69 | 0.77 |
| 11.4 ~ 19.3 | 0.76 | 0.73 | 0.75 | 0.73 |
| 19.3 ~ 32.6 | 0.75 | 0.78 | 0.75 | 0.78 |

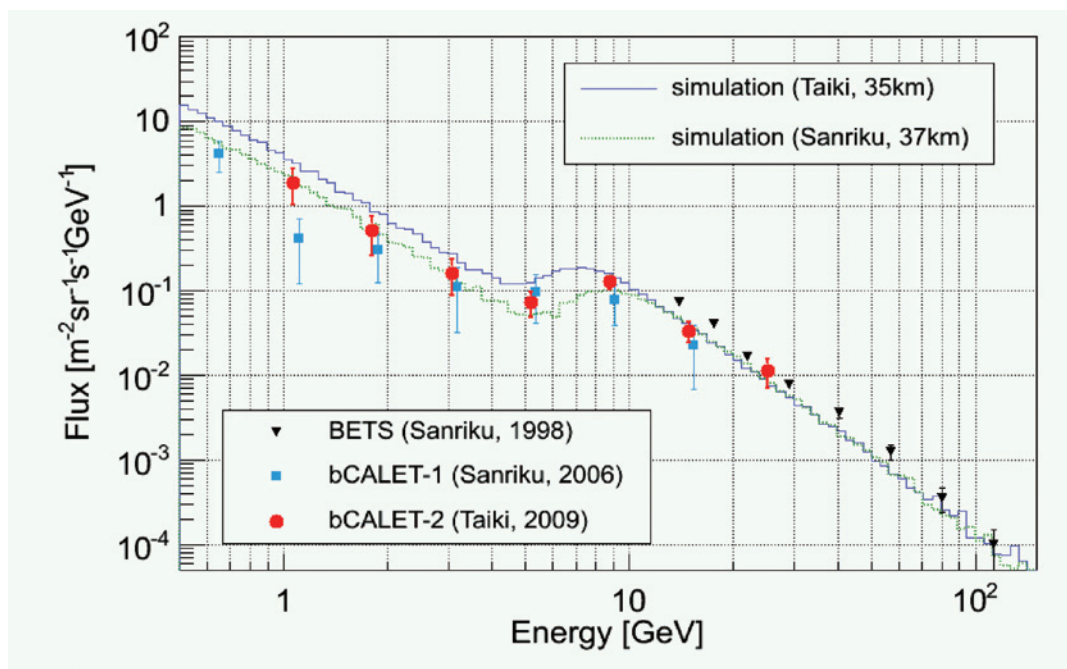


図 34：bCALET-2 で得られた電子エネルギースペクトル（●）と、シミュレーションおよび bCALET-1（■），BETS（▼）データとの比較。シミュレーションでは、大樹町上空 35 km における地磁気の影響を考慮している。10 GeV 付近には、Rigidity による一次電子のカットオフが見られる。bCALET-1 および BETS は、三陸における実験。

6. ガンマ線フラックスの導出

ガンマ線フラックスは電子フラックスと同様に導出した。シミュレーションで、各エネルギーにおけるトリガー効率、エネルギー決定精度、飛跡再構成精度、粒子識別性能等を計算し、式（10）に代入している。ただし δ_γ の代わりに電子の混入率 δ_e を考慮する。各エネルギーにおける ϵ , δ の値を表 9 に示す。得られたフラックス（図 35）は、大樹町高度 35 km におけるシミュレーション計算とほぼ一致している。

表 9：各エネルギーにおけるガンマ線残存率および混入率補正係数

| Energy [GeV] | ϵ | δ |
|--------------|------------|----------|
| 1.00～1.58 | 0.43 | 0.58 |
| 1.58～2.51 | 0.48 | 0.63 |
| 2.51～3.98 | 0.49 | 0.66 |
| 3.98～6.30 | 0.48 | 0.67 |
| 6.30～10.0 | 0.48 | 0.73 |
| 10.0～15.8 | 0.47 | 0.77 |
| 15.8～25.1 | 0.40 | 0.84 |

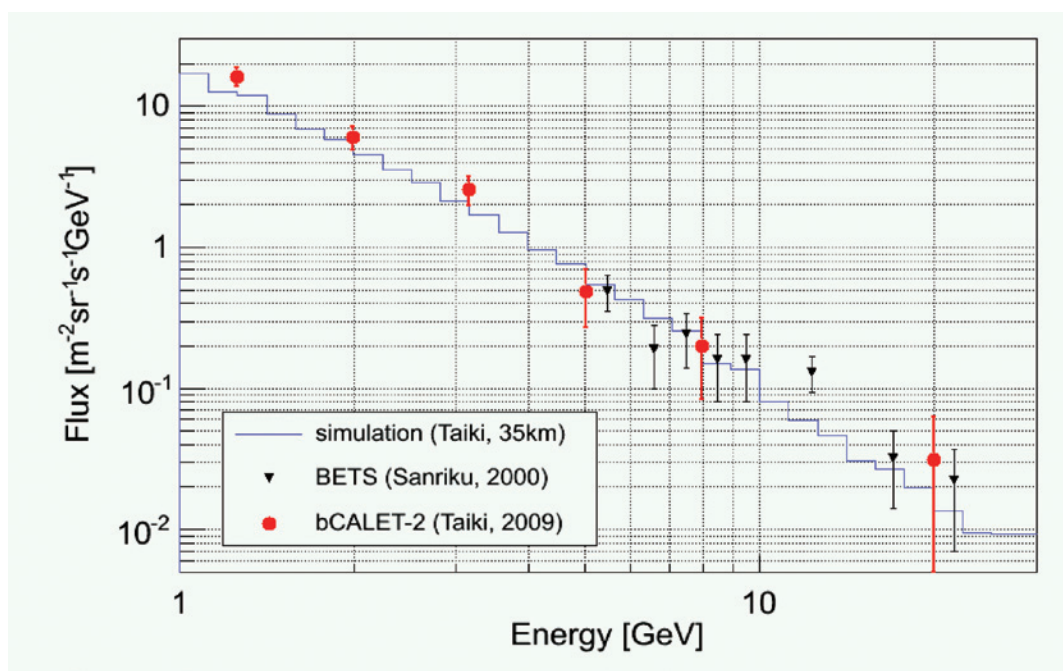


図 35：bCALET-2 で得られたガンマ線フラックス（●）と、シミュレーションおよび BETS データ（▼）との比較。BETS は三陸における高度 32 km の結果である [16]。

7. まとめ

bCALET-2 実験では、高度 35 km における約 2.5 時間のレベルフライトによって、電子トリガー 8,391 例、ガンマトリガー 3,466 例のイベントを取得した。これらのデータについて、飛跡再構成を行ない、S1 の電離損失量、TASC・IMC におけるシャワー形状を用いた粒子識別によって電子・ガンマ線候補を弁別した。これらの解析により、最終的に 1 GeV 以上の電子 72 イベント、ガンマ線 117 イベントが選別された。これらの電子・ガンマ線候補について、加速器実験とシミュレーション計算により得られた、観測装置の検出効率、エネルギー分解能、角度分解能、粒子識別性能等を用いて、観測高度でのエネルギースペクトルを求めた。TASC におけるシャワーエネルギーの測定から得られたエネルギー分解能は、10 GeV の電子について 7.46 %、ガンマ線については 6.64 % であった。また角度分解能は、シミュレーションイベントを実験データと同様の手法で飛跡再構成を行なったところ、電子について 1.4°, ガンマ線について 1.6° の精度が得られた。粒子識別については、低エネルギー（6.7 GeV 以下）の電子について平均して 11.2 %、高エネルギー（6.7 GeV 以上）の電子について 6.10 % の混入率で、電子と陽子・原子核成分を識別できている。

これらのデータ解析から得られた、約 1 GeV から 30 GeV のエネルギー範囲における電子フラックスは、これまでの一次電子と陽子・原子核のエネルギースペクトルの観測結果を仮定して得られた大気成分の計算結果と統計誤差内でよく一致している。ガンマ線については、宇宙起源の拡散成分はこのエネルギー領域では数%以下であり、電子と同じ一次宇宙線の仮定に基づく大気ガンマ成分の値とはほぼ一致している。この結果、bCALET-2 が目的とした、Rigidity Cut 以下から数 10 GeV 領域の電子・ガンマ線エネルギースペクトルの観測を実施し、CALET による電子を用いた太陽変動の観測に対する技術実証とガンマ線観測性能の検証に成功している。

bCALET では、戦略的に装置規模の拡充を図ることにより最終的に TeV 領域にせまる観測性能の実証化を試みたが、CALET の打ち上げ時期が 2014 年と決まったことにより、予定していた 2012 年以降の bCALET-3 号機による海外での長時間飛翔実験の必要性がなくなり、観測計画を断念した。bCALET-1, 2 号機による国内実験では、装置規模と飛翔時間の制約により、高エネルギー側は 30 GeV 領域までの観測にとどまっているが、bCALET の成果は、地上におけ

る装置開発だけでは得られない経験であり、飛翔体観測においても CALET の性能実証ができたという意味において、今後の CALET の開発に不可欠な貢献となった。

8. 謝辞

大樹町における bCALET 気球実験の実施においては、宇宙科学研究所大気球実験室のスタッフの皆様の多大なる協力を受けて実施することができました。この場をかりて大いなる感謝の意を表します。なお、この研究は科研費基盤研究 S（課題番号：21224006、研究代表者：鳥居祥二）の助成を受けています。

9. 参考文献

- [1] J. Nishimura, et al., “Emulsion chamber observations of primary cosmic-ray electrons in the energy range 30-1000 GeV”, *ApJ*, 238, 394-409, 1980
- [2] S. Torii, et al., “The Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons from 10 to 100 GeV Observed with a Highly Granulated Imaging Calorimeter”, *ApJ*, 559, 973-984, 2001
- [3] 鳥居祥二, 他, “南極周回気球による高エネルギー電子の観測”, 大気球研究報告, JAXA-RR-05-012, 2006
- [4] K. Yoshida, et al., “Cosmic-ray electron spectrum above 100 GeV from PPB-BETS experiment in Antarctica”, *Adv. Space Res.*, 42, 1670-1675, 2008
- [5] T. Kobayashi, et al., “The Most Likely Sources of High-Energy Cosmic-Ray Electrons in Supernova Remnants”, *ApJ*, 601, 340-351, 2004
- [6] J. Chang et al., “An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV”, *Nature*, 456, 362-365, 2008
- [7] O. Adriani, et al., “An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV”, *Nature*, 458, 607-609, 2009
- [8] M. Ackermann, et al., “Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV”, *Phys. Rev. D*, 82, 092004, 2010
- [9] J. Casaus, et al., “The AMS-02 experiment on the ISS”, *Journal Physics: Conference Series*, 171, 012045, 2009
- [10] S. Torii, et al., “Overview of the CALET Mission to the ISS”, *Proc. of 32nd International Cosmic Ray Conference (Beijing)*, 6, 347-350, 2011
- [11] Y. Shimizu, et al., “Balloon borne experiment with CALET prototype”, *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A*, 78, 165-168, 2009
- [12] T. Niita, et al., “Measurements of Cosmic-ray Electrons and Gamma-ray Flux with Balloon-Borne CALET Prototype”, *Proc. of 32nd International Cosmic Ray Conference (Beijing)*, 6, 18-21, 2011
- [13] <http://cosmos.n.kanagawa-u.ac.jp/cosmosHome/index.html>
- [14] <http://cosmos.n.kanagawa-u.ac.jp/EPICSHome/index.html>
- [15] S. Roesler, et al., “The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III”, *Proc. Monte Carlo 2000 (Lisbon)*, 71, 23, 2000
- [16] K. Kasahara, et. al., “Atmospheric gamma-ray observation with the BETS detector for calibrating atmospheric neutrino flux calculations”, *Phys. Rev. D*, 66, 052004, 2002
- [17] H. Bichsel, et al., “Passage of particles through matter”, *Review of Particle Physics*, 2010

付録 A：フラックス導出の際の残存率・混入率の計算

フラックス導出の式 (10) における ε , δ は以下のように定義している.

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{trig}} \cdot \varepsilon_{\text{ene}} \cdot \varepsilon_{\text{track}} \cdot \varepsilon_{\text{ep}}$$

$$\delta = (1 - \delta_{\text{ene}}) \cdot (1 - \delta_{\text{track}}) \cdot (1 - \delta_p - \delta_\gamma)$$

ここで ε_{ene} , $\varepsilon_{\text{trig}}$, $\varepsilon_{\text{track}}$, ε_{ep} はそれぞれエネルギー換算, トリガー, シャワー軸再構成, 粒子識別の際の電子残存率を表す. また δ_{ene} はエネルギー換算の際に別のエネルギーの電子が混入する率, δ_{track} はシャワー軸再構成の際に本来は幾何条件を満たしていない電子が混入する率, δ_p は粒子識別の際の陽子混入率, δ_γ は粒子識別の際のガンマ線混入率を表す. 以下にシミュレーションから求めたそれぞれの係数のエネルギー依存性を示す.

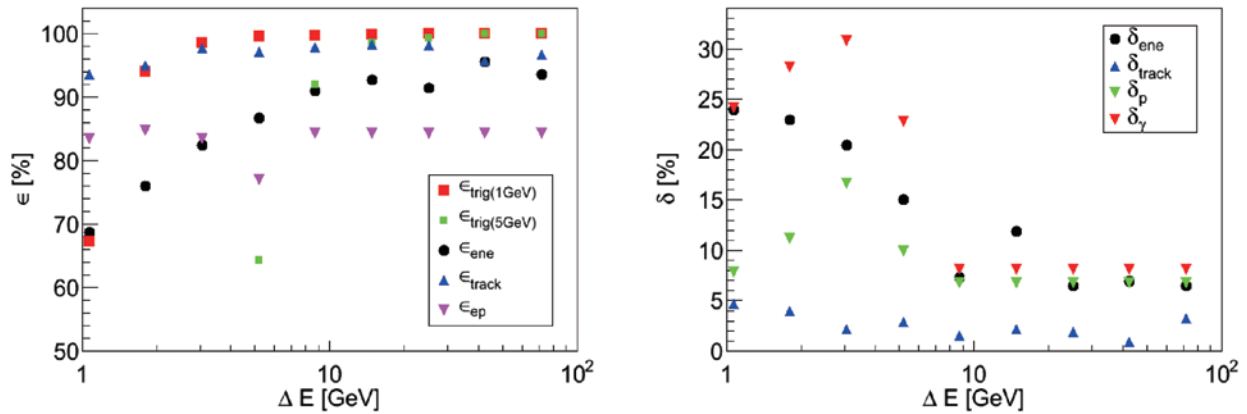


図 A-1：電子解析における残存率, 混入率の TASC における損失エネルギー依存性. 左が各段階における電子の残存率を表す. 電子／陽子識別の手法を 6.7 GeV を境に変更しているため, ε_{ep} の値はその付近で不連続になっている. 右は各混入率 (本文参照) を表す.

付録 B：電子シャワー軸再構成の詳細

電子のシャワー軸再構成は, § 4.3 に述べた手法で行なったが, フィッティングする組み合わせの数を減らし, 解析の時間を短縮するために, 以下の方法でフィッティングに適した組み合わせを選択している.

- 1) ある候補点の組み合わせについて, 各候補点同士の二点間の傾きを計算し, その平均と平均二乗偏差を計算する. これを, それらの点を直線でフィッティングしたときに得られる傾きと, 直線への当てはまりのよさを予想する簡易的な値とみなす. この計算をすべての組み合わせについて行なう.
- 2) 1) で求めた平均二乗偏差が 0.1 以上となる組み合わせは, 直線への当てはまりが悪いと判断して捨てる.
- 3) 1つのイベントに対して, 1) で求めた傾きが 1° 以内の誤差で一致する組み合わせが複数ある場合は, それらの中で平均二乗偏差が最小となるものを選び, それ以外の組み合わせは捨てる.

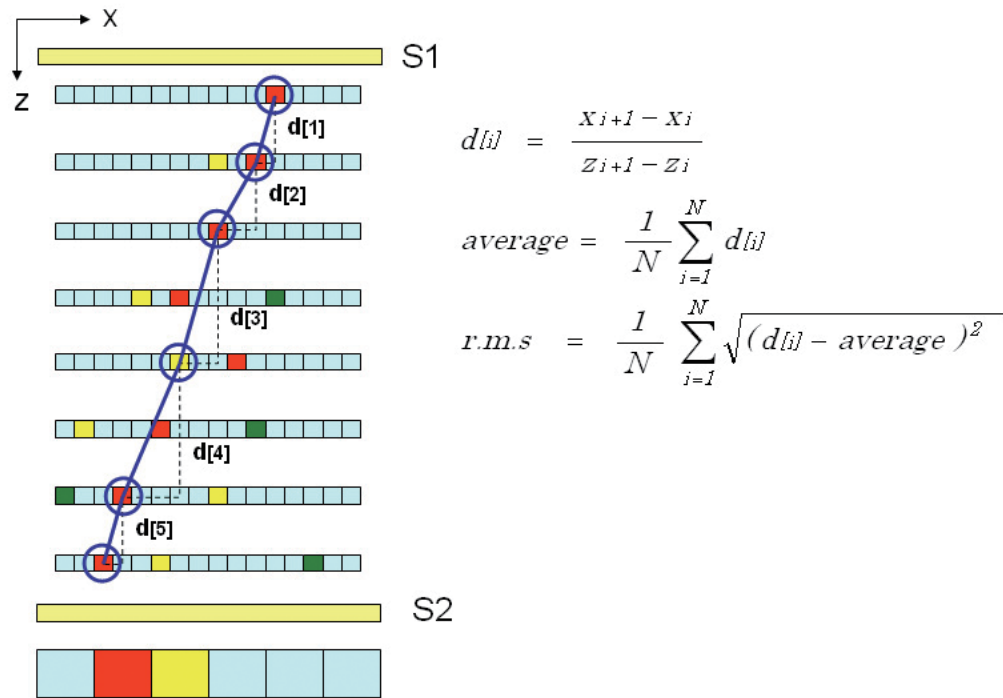


図 B-1：電子シャワー軸再構成概念図.

大気球を利用した μ -LRS のカプセル自由落下実験

滝澤 潤一^{*1}, 杉村 文隆^{*2}, 大窪 拓哉^{*2}, 平木 講儒^{*3}, 中須賀 真一^{*1}

Free Fall Experiment of μ -LRS Capsule using Scientific Balloon

By

Jun'ichi TAKISAWA^{*1}, Fumitaka SUGIMURA^{*2}, Takuya OKUBO^{*2}, Koji HIRAKI^{*3},
and Shinichi NAKASUKA^{*1}

Abstract

ISSL, IA, SDL and ISAS/JAXA have been collaboratively developing a small reentry system named “ μ -LRS” (Micro-Laboratory Reentry System) since 2009. Reentry capsule of μ -LRS has Apollo Command Module type shape and its one of the attractive points is that it has a guidance capability during its reentry phase. The capsule has RCS thrusters inside itself and can control its trajectory towards a targeted parachute deployment point with, hopefully, 1km accuracy to secure easier retrieval after the reentry, and this will reduce a retrieval cost drastically. For this accurate guidance, the acquisition of capsule's aerodynamic characteristics is indispensable. According to the past reports mainly from NASA's experiments, Apollo's command module type capsules have a dynamic instability during transonic and subsonic phase, and how to suppress it is an essential technical issue. In order to capture such characteristics and check the feasibility of control, we executed a free fall experiment on August 30th, 2011 from a scientific balloon of JAXA with the support of Scientific Balloon team of ISAS/JAXA. This paper provides the overview of μ -LRS and prompt results of this balloon experiment.

Key words: scientific balloon, free fall, nano-satellite, reentry capsule

概 要

ISSL と IA, SDL, ISAS/JAXA は小型実験用再突入システム (micro-Laboratory Reentry System/ μ -LRS) の研究を 2009 年から共同で実施している。 μ -LRS の特徴の一つとして、再突入中の誘導制御が挙げられる。 μ -LRS は再突入カプセルに Apollo Command Module 型のカプセルを採用し、内部に搭載した RCS スラスタを用いて再突入時の誘導制御を計画している。誘導制御の目的は回収コストの低減であり、自身の飛行経路を制御し、パラシュート開傘地点を 1km の範囲に抑えることを目指している。高精度の誘導を行うためには再突入カプセルの空力特性を把握することが不可欠となる。主に NASA が実施した実験によれば Apollo CM 型再突入カプセルには亜音速から遷音速にかけて空力不安定性が存在し、誘導制御を行う上ではこの抑制が不可欠である。これらの空力特性の取得と制御性の確認を行うため、 μ -LRS では 2011 年 8 月 30 日に ISAS/JAXA の大気球研究系の協力の元、JAXA の保有する大気球を用いたカプセル落下実験を実施した。以下では μ -LRS の概要と今回の大気球実験で得られた結果の解析経過について報告する。

^{*1} 東京大学 (The University of Tokyo)

^{*2} 株式会社 IHI エアロスペース (IHI Aerospace Co., Ltd.)

^{*3} 九州工業大学 (Kyushu Institute of Technology)

1 はじめに

東京大学中須賀研究室 (ISSL: Intelligent Space Systems Laboratory) と株式会社 IHI エアロスペース (IA), 九州工業大学スペースダイナミクス研究室 (SDL), 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所 (ISAS/JAXA) は小型実験用再突入システム (μ -LRS: micro-Laboratory Reentry System) の研究を 2009 年から共同で実施している。

近年, 宇宙空間の試料を地上に持ち帰るシステムへの関心が高まっている一方で宇宙ステーションなどで行われている回収型の宇宙実験には装置の高い安全性が要求され実験実施までに長い期間を要するという問題がある。本研究ではこれまで ISSL が実績を積み上げてきた超小型衛星 (XI, PRISM 他) の開発技術と, SDL の空力運動の関連技術, IA が JAXA との協力の中で培ってきた再突入カプセル (USERS, MUSES-C 他) 及び衛星推進系の関連技術を融合させこの問題を解決する小型・低コストの再突入システムを開発することをテーマとしている。図 1 に研究背景をまとめる。

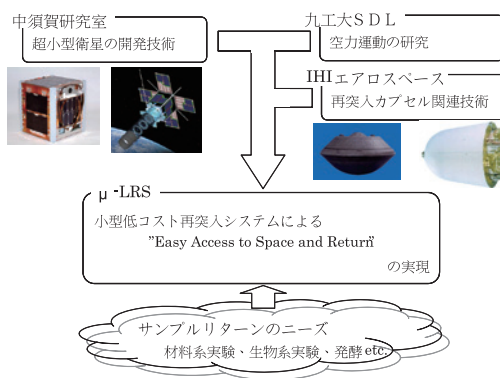


図1 研究背景

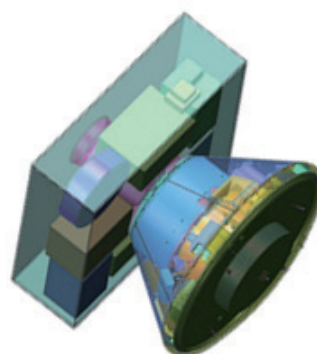


図2 μ -LRS 概念図

図2に μ -LRSの概念図を示す。 μ -LRSは50 cm立方サイズ、重量50 kgの超小型衛星級を目標としている。 μ -LRSは打ち上げ後、軌道上で搭載機器による実験を行ない、実験終了後に軌道を離脱し、カプセルの再突入と回収を行う。 μ -LRSの特色の1つは再突入中の誘導制御であり、カプセル開傘点の分散を1 kmの精度まで向上させる計画である。これにより着水後の回収にかかるコストの削減を狙っている¹⁾。

軌道変更用の推力を持たないカプセルを制御し誘導を行うためには機体を受ける空気力の大きさや方向を変えることでカプセルの速度ベクトルを変化させる必要があり、このためには揚力の獲得が必須となる。 μ -LRSでは再突入カプセルとしてNASAのApollo計画で利用されたCommand Module (CM)を参考に設計したカプセルを利用する。図3に μ -LRSカプセルの形状を示す。

再突入中に揚力を発生可能な揚力機体としてはApollo CM型の他にリフティングボディや有翼機が存在する。 μ -LRSでは機体サイズが小さくとも必要な機器の搭載容量を確保できるよう、これらの機体形状の中から体積効率の大きなApollo CM型カプセルを選択した。

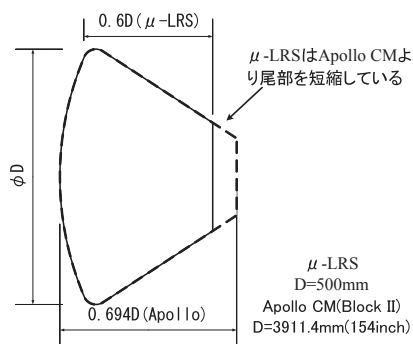


図3 μ -LRS カプセル形状

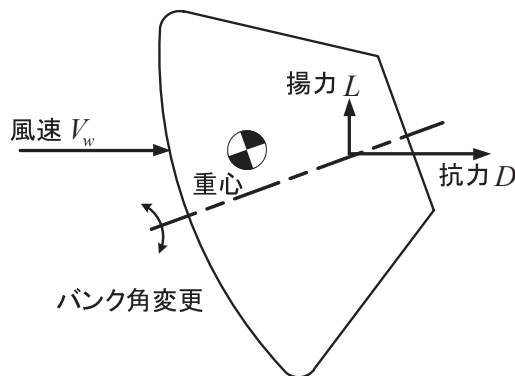


図4 Apollo CM型カプセルの揚力獲得機構

Apollo CM 型カプセルは重心を機軸からわずかにオフセットさせることで再突入中にトリム角を取り、揚力を獲得することが出来る。また再突入中の軌道（ダウンレンジおよびクロスレンジ）をバンク角のみを可変とする比較的単純なシステムにより制御することが可能である。図4にApollo CM 型カプセルの揚力獲得機構をまとめる。

μ -LRS の再突入カプセルは軌道上でオービターから分離された後、再突入フェーズにおいて極超音速から亜音速までの幅広い速度域を通過することとなる。カプセルには極超音速／超音速では空力加熱、遷音速／亜音速では空力不安定性、最終段階では開傘・着水衝撃といった再突入フェーズの各速度域ごとに様々な技術的課題が存在する。これらをまとめたものを図5に示す。

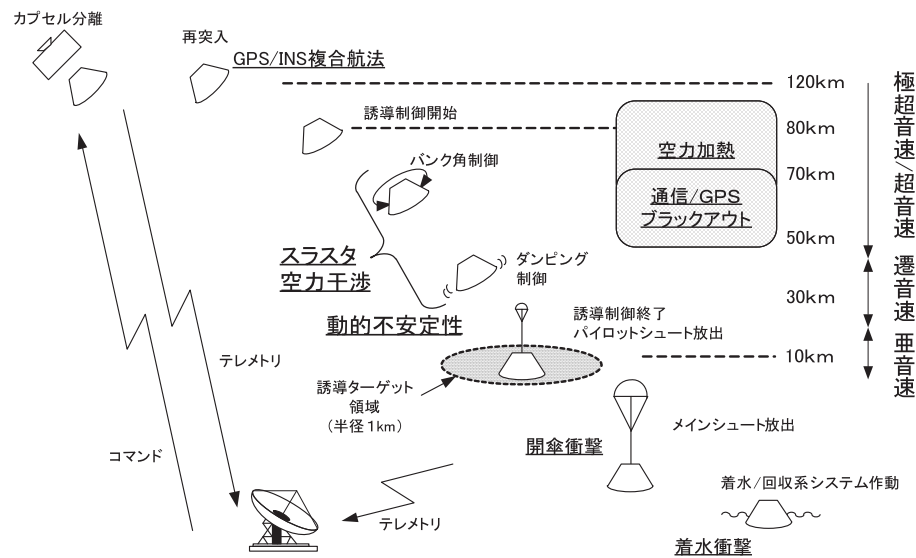


図5 再突入フェーズにおける課題

再突入を成功させるためにはこれらの課題を全て克服する必要がある。μ-LRS ではこれまで、様々な検討と実験を行ってきた。μ-LRS の開発計画をまとめたものを図6に示す。μ-LRS で今回の実験以前に実施した実験としては図に示す通り、カプセルの着水実験やパラシュートの開傘衝撃試験がある。今回の大気球落下実験もこの開発計画の一環であり、亜音速から遷音速の領域にかけて存在する空力不安定性の測定とその対策の確認を目的として準備を行ってきたものである²⁾³⁾。

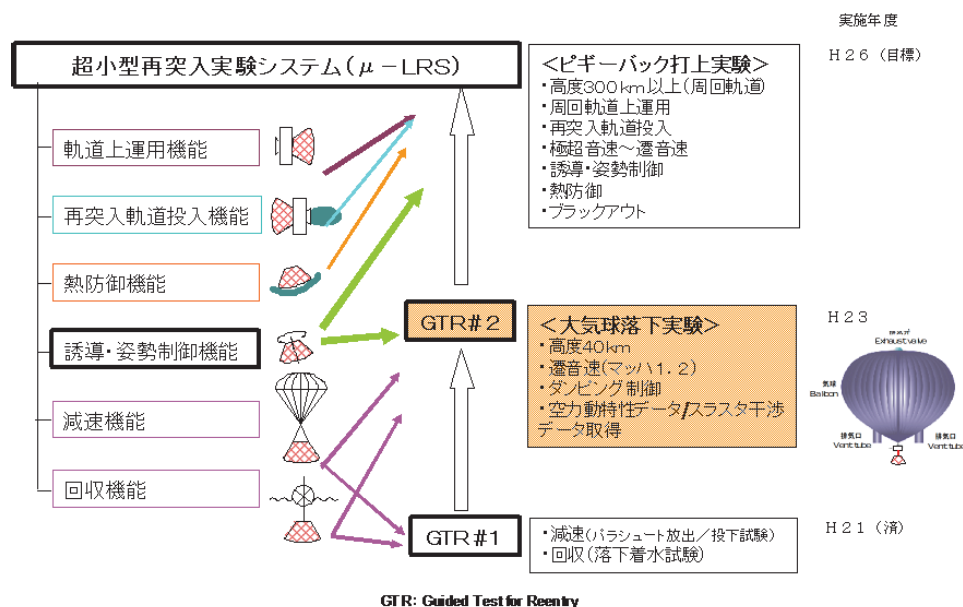


図6 μ -LRS 開発計画

2 実験概要

2.1 目的

本実験では μ -LRS のカプセル模型を高度 37 km から落下させ、実際に遷音速までカプセルを加速することで、以下のデータの取得を目指した。

- 遷音速 - 亜音速におけるカプセル動特性の取得
- スラスタ噴流 - 外気流間の空力干渉データの取得
- ダンピング制御の実証

以下それぞれの取得データに関する詳細と、実験のシステム、シーケンスおよび実施状況について述べる。

2.2 遷音速 - 亜音速における空力不安定性

再突入カプセルについては以前より、遷音速から亜音速の領域において動的な不安定性が存在することが指摘されている⁴⁾。カプセルが動的に不安定とはカプセルのピッチ、ヨー軸回りの運動を振動運動として式(1)のようにモデル化した場合にダンピング係数($C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}$)が負の値となる状態を指す。

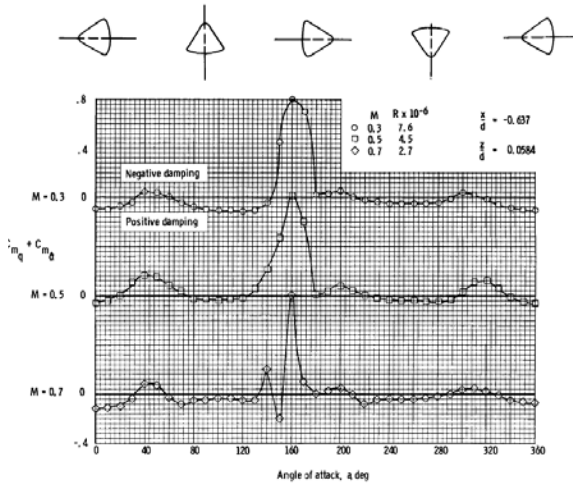
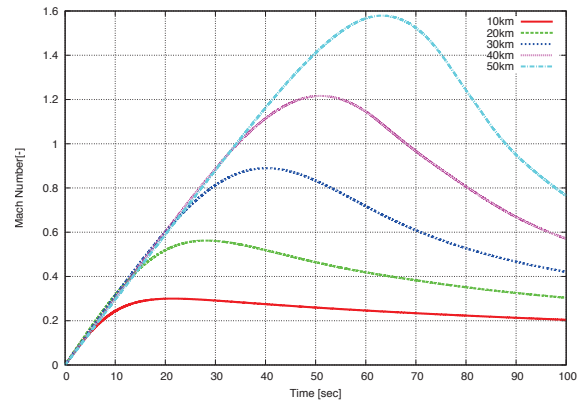
特に Apollo CM については NASA の実施した風洞試験の結果が公表⁵⁾されており、図 7 に示す通り、亜音速領域においてダンピング係数($C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}$)がカプセルのトリム角周辺 (160 deg 付近) を中心に “Negative damping” の側に大きく振れていることが確認出来る。Apollo CM を参考に形状を設計した μ -LRS カプセルはその形状の相似性から、ここで示した Apollo CM と同様な動的な不安定性を有している可能性が高いと予想される。カプセルに動的な不安定性が存在する場合、再突入中に発生した振動が時間とともに拡大・発散し、カプセルが反転する等して再突入が失敗する可能性が考えられる。また、 μ -LRS では 1 章で述べた通り再突入中の誘導制御を計画しており、空力不安定性によってカプセルが反転に至らない場合であってもカプセルの振動によりバンク角制御による誘導を行えない可能性がある。

カプセルに動的な不安定性が存在する場合でも安定した誘導制御を実現するための対策としては、カプセルに搭載したスラスタを利用して能動的なダンピング制御を行い姿勢を安定化させることが考えられる。このような制御を正確に行うためには事前にダンピング係数を把握しておく必要があり、今回実際にカプセルを遷音速 - 亜音速まで加速することで動的な不安定性の計測を目指した。

$$I\ddot{\theta} + (C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}) \frac{q_{\infty} S d^2}{2V} \dot{\theta} + C_{m\alpha} q_{\infty} S d \theta = 0 \quad (1)$$

| | | |
|------------------------------|--|--------------------|
| $C_{m\alpha}$ | ピッチングモーメント係数傾斜: $\frac{\partial C_m}{\partial \alpha}$ | |
| $C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}$ | ダンピング係数: $\frac{\partial C_m}{\partial \frac{q_{\infty} d}{2V}} + \frac{\partial C_m}{\partial \frac{q_{\infty} d}{2V}}$ | |
| θ | ピッチ角 | $\dot{\theta}$ 角速度 |
| $\ddot{\theta}$ | 角加速度 | d カプセル直径 |
| I | 慣性モーメント | q 動圧 |
| S | カプセル底面積 | V 対気速度 |

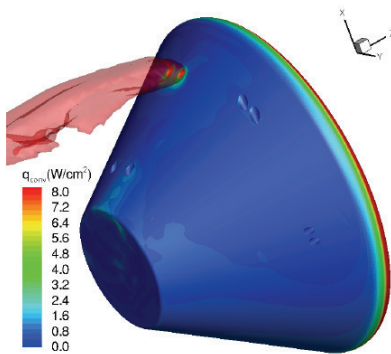
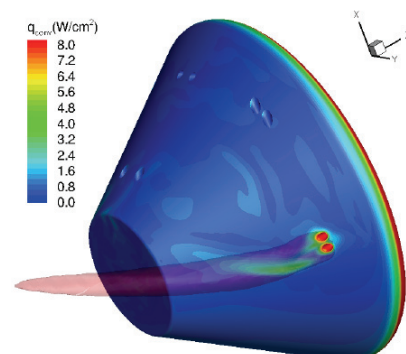
空力特性の取得方法としては今回実施する自由飛行法の他にも風洞を利用した各種試験法が考えられるが、風洞試験の場合には供試体を保持するスティングの影響により空力特性の測定が困難になるという問題がある。このため空力特性取得の観点からは自由飛行法が有利である。自由飛行法で空力的な不安定性が指摘されている遷音速域までカプセルを加速する場合には、その落下開始高度が重要となる。図 8 に今回実験に用いるカプセル (弾道係数 $B = 123 \text{ kg/m}^2$) を各高度から落下させた場合のマッハ数変化のシミュレーション結果を示す。カプセルを遷音速まで加速するためには最低でも高度 35 km 程度から実験を開始する必要がある。この高度を達成する有効な手段として今回の実験では大気球を利用している。

図7 Apollo CM の風洞試験結果⁵⁾図8 実験カプセルの落下高度と到達マッハ数の関係
(シミュレーション条件: 弾道係数 $B = 123 \text{ kg/m}^2$)

2.3 スラスト噴流 - 外気流間の空力干渉

μ -LRS では再突入中にスラストを用いてカプセルの誘導を行い着水点の分散を狭い範囲に抑えることを目標としている。再突入中にスラストを噴射した場合、スラストのジェットがカプセル周囲を流れる気流の影響で変化する。本来設定した推力方向以外の方向に推力が生じる可能性がある。

このようなスラスト噴流と外気流の干渉の例として、NASA で計画されている再突入カプセル Orion の CFD 解析の結果⁶⁾を図9と図10に示す。これらの図は Orion カプセルが 4 km/s の速度で飛行中にスラストを噴射した場合の解析結果であり、機体周囲の赤色がスラストの噴流を示し、機体表面の着色はスラストを噴射したことにより生じる熱入力量を示している。図中の赤い噴流に着目すると、スラストのジェットがカプセル周囲の気流と干渉して大きく曲げられている様子を確認できる。

図9 スラスト空力干渉の例1⁶⁾図10 スラスト空力干渉の例2⁶⁾

μ -LRS において精密な誘導を実現するためには、例のようなスラスト噴流と外気流の干渉が存在する場合はその影響を考慮して機体の制御を行う必要がある。今回の落下実験で達成される速度は例で示した場合よりも低いものであるが、同様な事象の発生を想定し、空力干渉の存在有無を確認するための実験を実施した。

2.4 ダンピング制御

μ -LRS ではカプセルの動的不安定性を抑制するため、再突入中にダンピング制御を行うことを計画している。本実験ではこのダンピング制御の有効性の確認を目的として落下開始後 60 秒からカプセルのピッチ、ヨー軸回りのダンピング制御を実施する。以下その制御内容についてまとめる。

カプセルのピッチ，ヨー軸回りの振動は式 (1) によってモデル化される．カプセルの振動の初期段階では角速度が小さいため，上式右辺は θ の項が支配的であり， $\dot{\theta}$ の項は無視して運動を単振動と仮定できる．

$$I\ddot{\theta} + C_{ma}q_{\infty}Sd\theta = 0 \quad (2)$$

上式の両辺に対してエネルギー積分を行うと，カプセルの回転運動エネルギー E が以下の式で表される．

$$E = \frac{1}{2}I\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}C_{ma}q_{\infty}Sd\theta^2 \quad (3)$$

上式を用いることで落下中の E を $\dot{\theta}$ と θ から計算することが可能となるが，実際の運用を考えた場合 θ はカプセルに搭載したジャイロの出力を積分して求める必要があり，この際にジャイロのバイアス誤差等が問題となる．これを避けるため，本実験では式 (2) より角度を角加速度の形に書き直して角加速度をジャイロ出力角速度の差分から求め以下の式を用いて E の計算を行っている．

$$E = \frac{1}{2}I\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}\frac{I^2}{C_{ma}q_{\infty}Sd}\ddot{\theta}^2 \quad \left(\because \theta = \frac{I}{C_{ma}q_{\infty}Sd}\ddot{\theta} \right) \quad (4)$$

本実験ではこの E に上限と下限の 2 つの閾値を設け，落下中にカプセル搭載計算機 (OBC) で常時 E を計算し， E が上限を超えた場合にカプセルの角速度を抑える方向にスラスタの噴射を実施する． E の計算では，飛行中の全区間にわたって， C_{ma} については飛行マッハ数 0.9 での Apollo CM の風洞試験結果 0.14 rad^{-1} を採用し，動圧 q については事前のシミュレーションによって求めた動圧の最大値 2.7 kPa で一定として計算を行った．

スラスタの噴射は E が減少し，下限を下回るまで継続する．本制御則はスラスタの噴射によりエネルギー散逸が生じるため，少なくとも不安定となることはなく，振動が減衰することはシミュレーションで確認している．

2.5 実験システム

本実験で使用するカプセル模型は直径 650 mm，質量 61.5 kg の Apollo CM 型形状である．実際の μ -LRS カプセルの直径は 500 mm であるが，今回の実験では計測機器搭載空間を確保するため，寸法を拡大した相似形状を用いた．カプセルの重心位置は揚力獲得のため，機体中心軸から 18.6 mm のオフセットを加えている．カプセル内部には実験でのデータ取得用に姿勢制御用の 2N スラスタ，慣性計測装置 (IMU)，GPS 受信機 (GPSR)，パラシュート等を搭載している．本文の末尾に付録として実験に用いたカプセルの機体軸定義を図 26 に，搭載スラスタの配置を図 27 に，内部機器配置を図 28 と図 29 にそれぞれ示す．

カプセルは飛行データを開傘後に送信するための 1.6 GHz 帯の送信機を内蔵している．送信機のアンテナは直径 0.5 mm，長さ約 45 mm の 1/4 波長アンテナであり，カプセルの前面に進行方向に突き出す形で設置されている．本実験の主目的はカプセルの空力特性の取得であり，この観点からは本来このような形でアンテナを設置することは避けるべきである．しかし，今回の実験では上空と海上の保安および着水位置特定のために落下中のカプセルの位置を地上局で追跡する必要がある，この要求を満たすために落下中も地上で電波の受信が可能なカプセル前面にアンテナを設置している．本アンテナに関しては事前に，アンテナの直径が十分に小さく，空力的な影響が無視できることをサイズを縮小したスケールモデルを用いた風洞試験により確認して搭載した．

本カプセルはゴンドラ内部に搭載した状態で気球への取り付けを行う．ゴンドラは $1 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times 1.3 \text{ m}$ の直方体であり，外板を発泡スチロールで作成して気球上昇中にカプセルの保温を行う．また，気球上昇中にカプセルへの電力供給と地上局からのコマンド受信，テレメトリ送信を行う．

図 11 にカプセル単体の写真，図 12 に気球搭載状態の写真をそれぞれ示す．

2.6 実験シーケンス

カプセル気球分離後の実験シーケンスを図 13 とにまとめる．カプセルは落下中，常時機体に搭載した IMU を利用して機体の角速度と加速度を記録する．カプセルの動特性についてはこの IMU データを実験後に解析することで評価を行う．

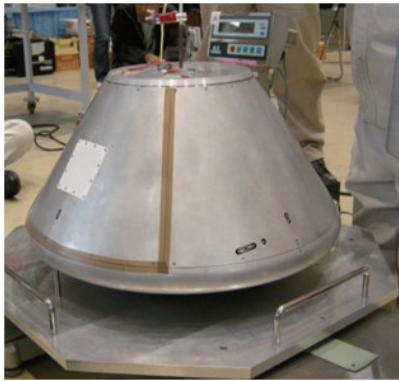


図 11 カプセル写真



図 12 気球搭載状態写真

スラスト噴流と外気流との干渉の有無・程度を確認するため、カプセルは分離直後 0.2 sec から 2.5 sec の動圧が低い状態と、遷音速飛行中の 30 sec から 55 sec の動圧が高い状態の 2 か所で 3 軸（ピッチ、ロール、ヨー）のスラスト噴射を行い、この噴射に対応する自身の応答を IMU を通じて記録する。実験後に両者の噴射結果を比較することで空力干渉についての評価を行う。

ダンピング制御については、上記空力干渉データの取得が終了した 60 sec に制御を開始する。実験後に開始前後のカプセル姿勢運動の変化を解析しダンピング制御の評価を行う。

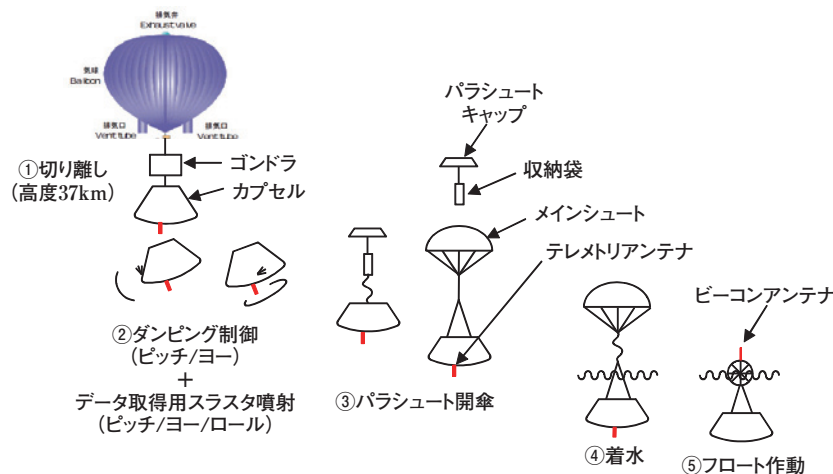


図 13 実験シーケンス

| X-time[sec] | イベント |
|-------------|---------------|
| 0 | カプセル分離 |
| 0.5-2.5 | スラスト噴射 (低速時) |
| 30-55 | スラスト噴射 (遷音速時) |
| 60-99 | ダンピング制御 |
| 100 | パラシュート開傘 |
| 120-着水 | テレメトリ送信 |

2.7 実験実施状況

2011 年 8 月 5 日から実験場である JAXA 大樹航空宇宙実験場にて作業を開始し、8 月 30 日午前 4 時 40 分に大気球の放球を行い実験を実施した（大気球実験 B11-04）。大気球は放球後順調に上昇し、カプセル分離の目標高度 37 km に到達した午前 7 時 12 分にカプセルの切り離しを実施した。カプセルは分離後図 13 に示した実験シーケンスを計画通り実施してデータを取得した後、パラシュートを開傘し、緩降下中に取得データを搭載無線機からテレメトリとして地上局へ伝送して午前 7 時 30 分に海上へ着水した。

3 実験結果

本実験で取得したデータの一覧を以下に示す。

- IMU データ : 3 軸加速度履歴, 3 軸角速度履歴
- GPS データ : 時刻, 測位履歴 (緯度, 経度, 高度)

- ソフトウェア履歴：分離検知，スラスト駆動履歴，他

図 14 と図 15 は搭載 IMU が記録した加速度と角速度の履歴，図 16 と図 17 は GPSR が記録した緯度経度と高度の履歴である．いずれも実験全区間 99 秒間にわたりデータを取得できた．

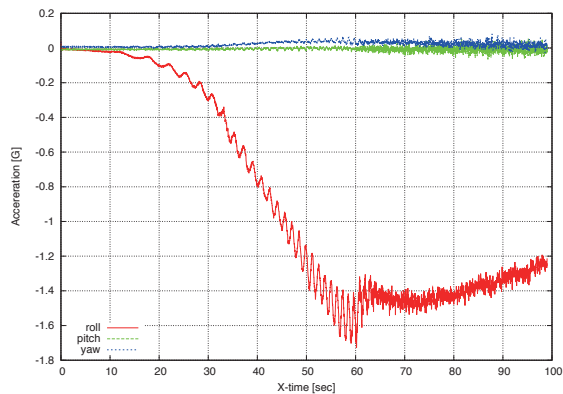


図 14 加速度履歴 (IMU 記録)

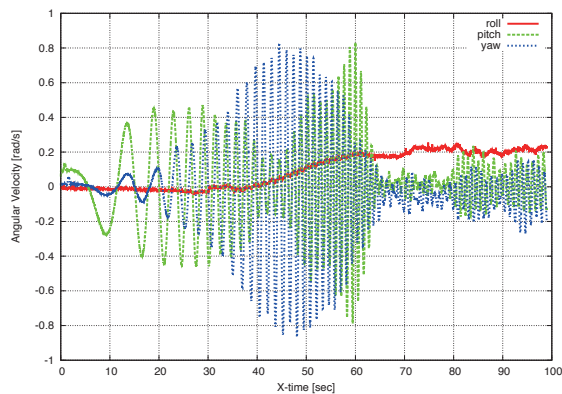


図 15 角速度履歴 (IMU 記録)

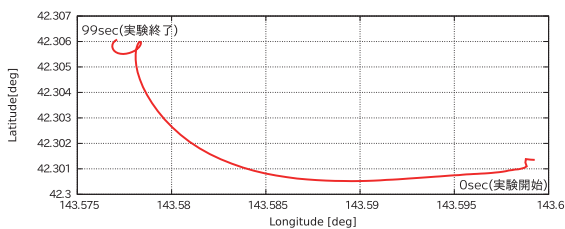


図 16 緯度経度履歴 (GPSR 記録)

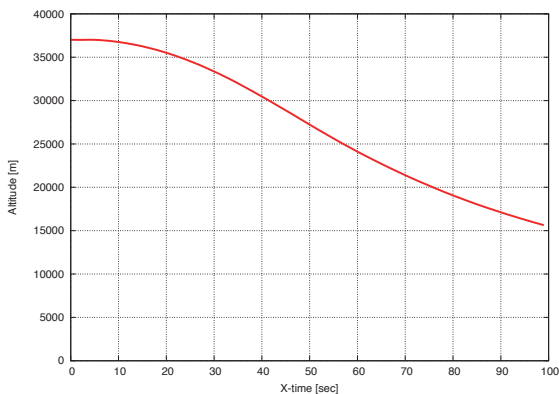


図 17 高度履歴 (GPSR 記録)

本実験ではダンピング制御以外に 2.3 節で述べたスラスト噴流と外気流の干渉の有無を確認するため，カプセル分離直後の動圧が低い状態と遷音速飛行中の動圧が高い状態の 2 点で各軸のスラストを噴射しスラスト特性取得を行なった．このうち分離直後の噴射について，噴射タイミングを表 1 に，噴射に対応する各軸の角速度変化を図 18 にそれぞれ示す．実験結果から予定したスラスト噴射に対応して角速度の変化が記録されていることが確認できる．

表 1 初期スラスト噴射タイミング

| 方向 | 開始時刻 [sec] | 停止時刻 [sec] |
|---------|------------|------------|
| + Pitch | 0.50 | 0.62 |
| − Pitch | 0.90 | 1.02 |
| + Yaw | 1.30 | 1.42 |
| − Yaw | 1.70 | 1.82 |
| + Roll | 2.10 | 2.25 |
| − Roll | 2.50 | 2.65 |

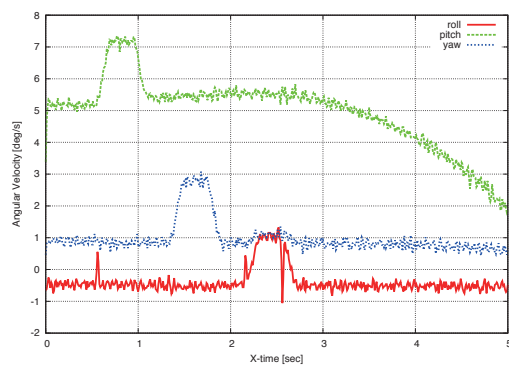


図 18 初期スラスト噴射応答 (角速度)

4 データ解析

4.1 速度 マッハ数

図 19 に取得データから計算したカプセルの速度履歴を示す。図中には IMU で記録した加速度の積分から得られる速度と GPSR で測定した位置情報の差分から得られる速度、事前のシミュレーションで予測されていた速度の 3 項目を示している。事前シミュレーションでは落下開始時の初期条件を静止としていたのに対し、実験では落下開始時に気球が気流により移動していたため、GPSR による速度の初期値は 20 m/s 程度となっている。IMU 加速度の積分を行う際の初期条件は GPSR による値とした。IMU と GPSR どちらから得られた速度も事前のシミュレーション結果と良く一致している。カプセルの飛行速度は最高 329 m/s であった。カプセル飛行中に GPSR が記録した高度情報を元に、NRLMSISE-00 大気モデルを利用して高度に対応する大気温度を求めて音速を計算し、飛行速度をマッハ数に換算すると最高マッハ数は 1.09 となる。これよりカプセルは落下中に遷音速域まで加速されたとと言える。飛行中マッハ 0.8 を超えた期間は実験時間 100 秒のうち、28 秒から 74 秒までの間の 46 秒間であった。

4.2 飛翔距離および飛翔方向

図 16 に示した実験中に GPSR が取得したカプセルの緯度経度情報を分離時を原点とした距離表記に変換したものを図 20 に示す。図にはカプセルの移動経路とともに、分離後 5 秒毎のカプセル位置を打点して示している。本図よりカプセルは落下中に東西方向におよそ 2 km、南北方向におよそ 0.5 km 飛翔したことが確認できる。分離直後に飛行軌跡が不連続な部分を確認できるが、この部分は GPSR の PDOP が悪化している領域である。これに関しては分離直後、ゴンドラや気球によって GPS 衛星の信号が遮られたためと考えられる。

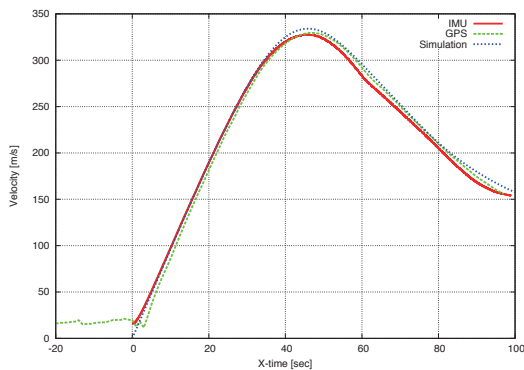


図 19 速度履歴

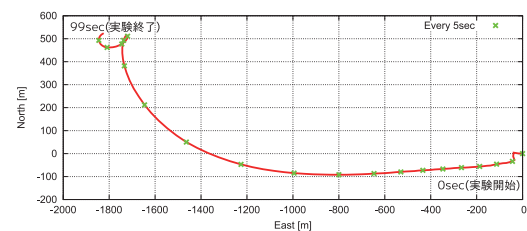


図 20 移動距離履歴

カプセル分離時、気球は西方向に 15.6 m/s で移動しており、図中に示した 5 秒毎のカプセル位置を見ると分離直後からカプセルはこの速度で西方向に向かって移動（5 秒毎に約 78 m）していき、移動に従い徐々に打点間隔が広がっていることが確認できる。これはカプセルが落下中、西方向に加速されたことを示している。気球ゴンドラに搭載された方位計の記録から、カプセルは機体の揚力発生方向（重心オフセット方向）を真西に向けた状態でゴンドラから分離されたことが分かっている。実験中の風向と風速について、図 21 と図 22 に気象庁による 2009 年 8 月 30 日 6 時 (JST)、北緯 42.302 度、東経 143.611 度の予報値を示す。この予報値より、風速はカプセル分離高度である高度 37 km から分離後約 55 秒の高度 25 km まで高度が低下するに従い、減少傾向にあること、風向は同区間で東から南へ変化していることが読み取れる。以上より、カプセルには落下中、高度の低下に伴って進行方向逆向きの風が作用していると予想され、GPSR の記録が示す西方向の速度増加は風による影響ではなく、カプセルが落下中、設計通りの方向に揚力を発生したことを示している。

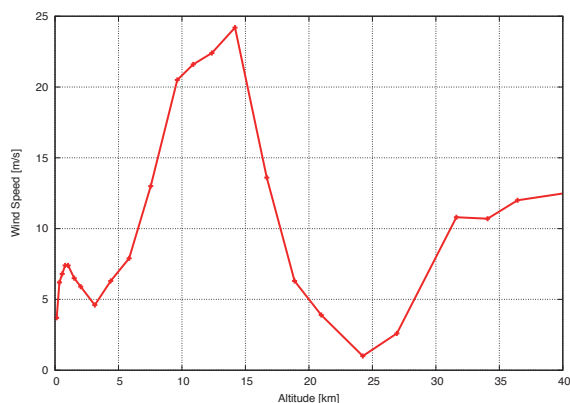


図 21 実験時風速（気象庁予報値）

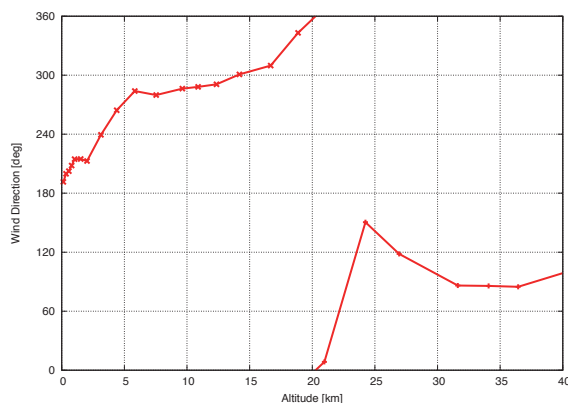


図 22 実験時風向（気象庁予報値）

4.3 ピッチ ヨー軸振動

図 15 より、カプセルは飛行中にピッチ軸及びヨー軸回りに振動を生じていることが読み取れる。振動の特性を理解するため、ピッチ軸とヨー軸回りの振動エネルギー及びその和を計算した結果を図 23 に示す。

図 23 より、ダンピング制御開始以前に着目すると、ピッチ、ヨー軸回りの振動エネルギーの和はある範囲に収まっており、目立った発散や収束の傾向を示していないことが読み取れる。エネルギーの和がほぼ一定値を示すことから、今回実験に用いた μ -LRS 型のカプセルには軸回りの振動を発散させるような強い不安定性は存在しないと考えられる。また、ピッチ、ヨー各軸では相互にエネルギーの増減が生じていることから、飛行中に両軸回りの振動エネルギーの交換が生じている可能性がある。今後の解析を通じて、空力不安定性の詳細を明らかにし、本カプセルのモデルである Apollo CM との比較等を行っていきたい。

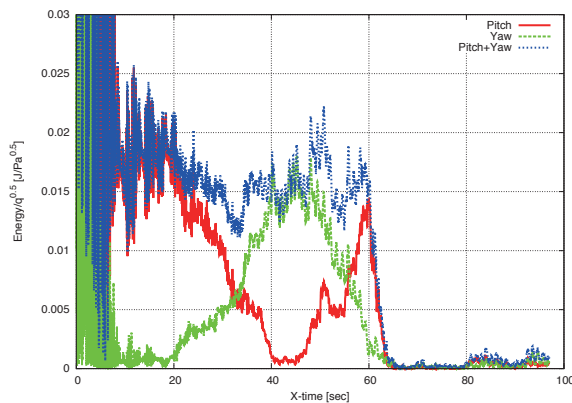


図 23 振動エネルギー量変化

また、カプセルのダンピング制御が始まる分離後 60 秒以降、エネルギー量が大幅に減少していることが読み取れる。また、図 15 から 60 秒以降の角速度の減少が確認できる。これらの結果は本実験で実施したダンピング制御がカプセルの振動抑制に有効であったことを示している。図 23 ではおよそ 80 秒以降再びエネルギー量の増加が認められるが、これは搭載スラスターの噴射ガスが枯渇して制御トルクを発生出来なくなったために生じたものである。

実験結果からはカプセル分離後およそ 40 sec からロール角速度の増加が認められ、60 sec の制御開始以降 0.2 rad/sec 程度で一定値を保っていることが確認できる。このロール角速度の発生は実験前には予想していなかった事象であり、今後の解析で原因の調査を行う必要がある。

4.4 空力係数算出

実験で取得した角速度履歴からピッチ軸，ヨー軸のトリム角回りのモーメント係数傾斜 $C_{m\alpha}$ ， $C_{n\beta}$ を計算した結果を図 24，図 25 にそれぞれ示す。各係数は，動的不安定性を無視し，ピッチ軸，ヨー軸の振動を独立な単振動と仮定して，各軸の振動周期 T_p ， T_y から係数を式 (5) の関係式を利用して算出した。

$$T_p = 2\pi \sqrt{\frac{I_y}{C_{m\alpha} q_{\infty} S d}}, \quad T_y = 2\pi \sqrt{\frac{I_y}{C_{n\beta} q_{\infty} S d}} \quad (5)$$

振動周期 T_p ， T_y は角速度履歴から各軸の角速度の正負が入れ替わる間を半周期とみなして計算を行った。

図中には今回の結果に合わせて，NASA の公開している Apollo 風洞試験の結果と共同研究先の SDL で取得された風洞試験結果を同時に示している。

今回の実験結果から得られたモーメント係数傾斜はピッチ，ヨーどちらも従来の風洞試験結果と概ね一致していることが読み取れる。

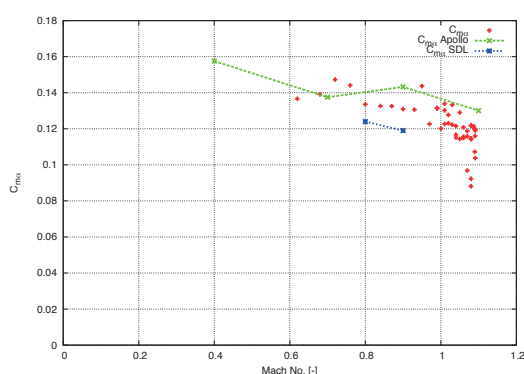


図 24 ピッチングモーメント係数傾斜 $C_{m\alpha}$

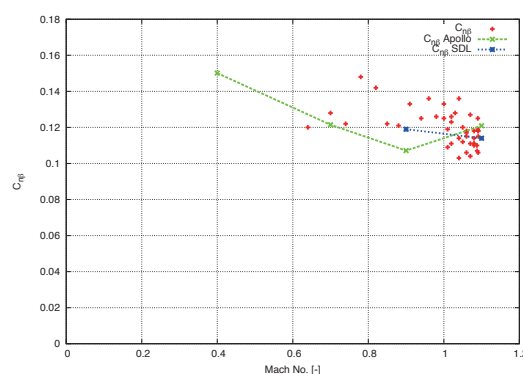


図 25 ヨーイングモーメント係数傾斜 $C_{n\beta}$

5 まとめと今後の課題

ISSL，IA，SDL，ISAS/JAXA は共同で μ -LRS の研究を進めており，カプセルの遷音速域での空力特性を取得するため 2011 年 8 月 30 日に ISAS/JAXA の保有する大気球を用いてカプセルの落下実験を行なった。

実験結果より，カプセルは高度 37 km から計画通り落下して遷音速域まで到達した。落下中の速度は最高マッハ 1.09 であり，マッハ 0.8 以上の継続時間は 46 秒間であった。

過去の報告から存在が予想されていた遷音速域における動的不安定性についてはエネルギー量に基づく評価の結果， μ -LRS では振動が発散に至るような強い不安定性が存在しないことが明らかとなった。

実験の一部として，エネルギー量に基づくダンピング制御を行い，この制御方式でカプセルのピッチ及びヨー軸回りの振動を 10 deg/s 以下まで減衰できた。

落下中にスラスト噴射に対するカプセルの応答を記録し，スラストの性能評価，遷音速時の空力干渉の評価を行うためのデータを取得した。

今回の実験成果は，この共同研究にて検討している μ -LRS だけでなく，現在 JAXA にて検討中の HTV-R 等の誘導飛行を行なう再突入カプセルの開発において有用なデータであると考えられる。

今回の実験で取得したデータについては，今後も以下に示すような詳細な解析を続け， μ -LRS の実現に向けたデータを蓄積していく。

- GPS 情報と IMU 情報を組み合わせたカプセルの落下時姿勢の推定
- スラスト空力干渉の有無の判定およびその影響評価

●カプセルの6自由度(位置 $[x, y, z]$ および姿勢 $[\text{roll}, \text{pitch}, \text{yaw}]$) シミュレータのモデル精緻化

本実験と解析で得られた貴重なカプセルのダイナミクスモデルをもとに、軌道上からパラシュート開傘までのシミュレーションを行い、別途研究中の誘導・制御法により μ -LRS の目標である 1 km の精度での誘導が達成可能かを詳細に検討していく予定である。特に、今回の実験で取得した空力不安定性のデータとダンピング制御の結果を利用して、カプセルの空力不安定性を抑えることで、カプセルの誘導制御性がどの程度改善されるかについては詳しく検証を行う。また、今回の実験結果を踏まえ、実際のミッションを見据えた検討や誘導制御検証のためのサブオービタル実験の検討等を行っていく。

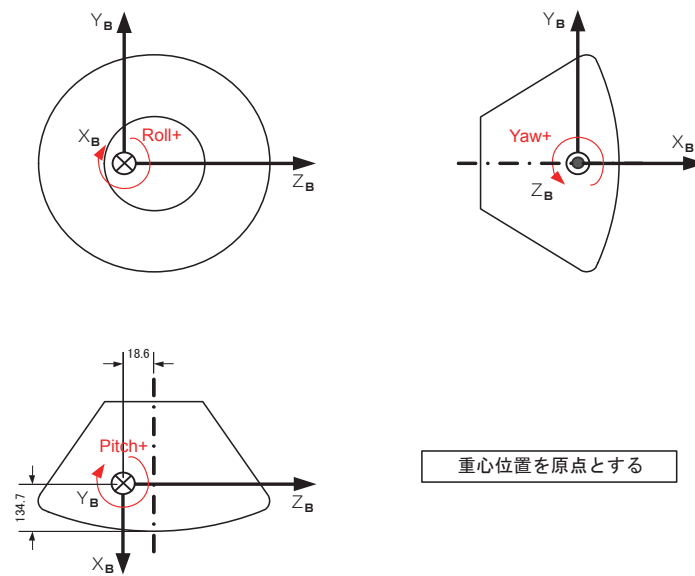
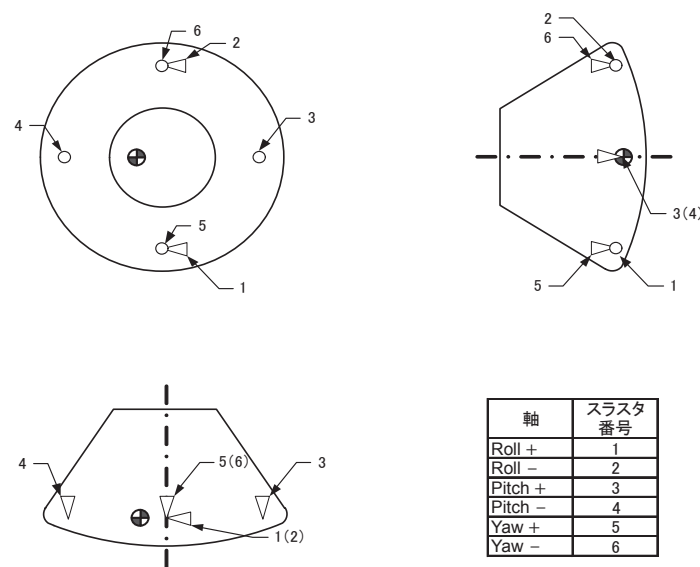
謝 辞

本実験を行うにあたり、実験準備の段階から多大なご支援をいただいた、吉田哲也先生をはじめとする ISAS/JAXA の大気球研究系の皆様に感謝いたします。また、カプセル搭載のアンテナを設計するにあたり、ISAS/JAXA の科学衛星運用 データ利用センターの鎌田幸男様にご協力いただきました。感謝いたします。

参考文献

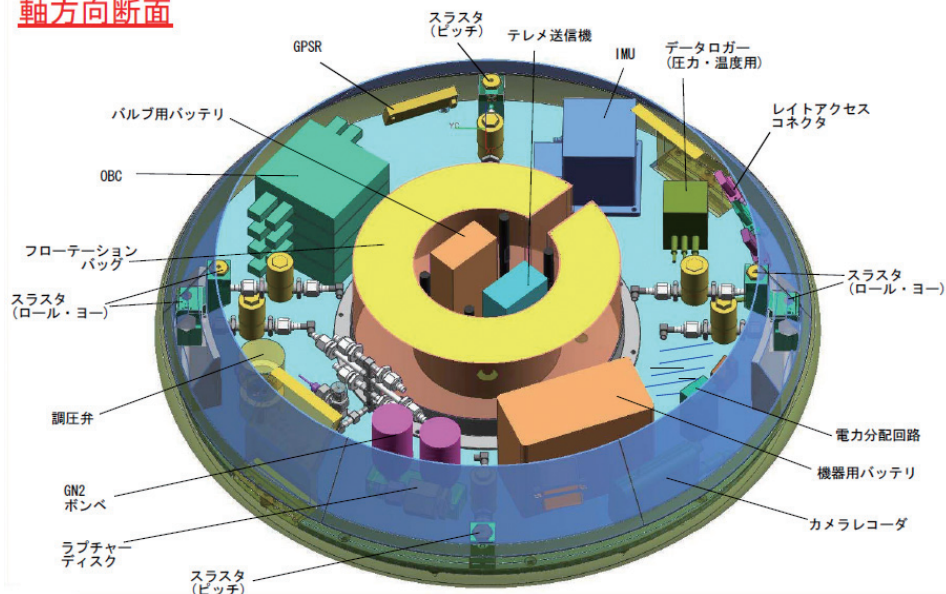
- 1) Takuya Okubo, Junichi Amimoto, Takashi Makino, Junichi Takisawa, Kaname Sasaki, Shinichi Naka-suka, Koju Hiraki, “Mission and Conceptual Design of the Micro-Laboratory Reentry System (μ -LRS)”, 28th ISTS, 2011-g-17, June 2011
- 2) Jun'ichi Takisawa, Kaname Sasaki, Shinichi Nakasuka, Koju Hiraki, Takuya Okubo, Junichi Ami-moto, Takashi Makino, “Re-entry Guidance and Control for New Type nano-satellite with Reentry Capability μ -LRS”, 28th ISTS, 2011-g-18, June 2011
- 3) 滝澤潤一, 佐々木要, 中須賀真一, 平木講儒, 牧野隆, 網本順一, 大窪拓哉, “小型実験用再突入システム μ -LRS 大気球落下実験計画”, 平成 22 年度大気球シンポジウム, 2010 年 9 月
- 4) 平木講儒, “カプセル型物体の動的不安定性についての実験的研究”, 宇宙科学研究所報告第 103 号, 1999 年 3 月
- 5) William C. Mooseley, Jr., Robert H. Moore, Jr., and Jack E. Hughes, “Stability Characteristics of the Apollo Command Module”, NASA Technical Note NASA TN D-3890, March 1967
- 6) Artem A. Dyakonov, Gregory M. Bucky, Anthony D. DeCaro, “Analysis of Aeroheating Augmentation due to Reaction Control System Jets on Orion Crew Exploration Vehicle”, 41st AIAA Thermophysics Conference, AIAA 2009-3844, June 2009
- 7) 滝澤潤一, 杉村文隆, 大窪拓哉, 平木講儒, 安部隆士, 山田和彦, 中須賀真一, “地上回収型超小型衛星 μ -LRS の概念と大気球を使ったカプセル再突入実験について”, 平成 23 年度大気球シンポジウム, 2011 年 10 月

付録 A 機体軸定義およびスラスト配置

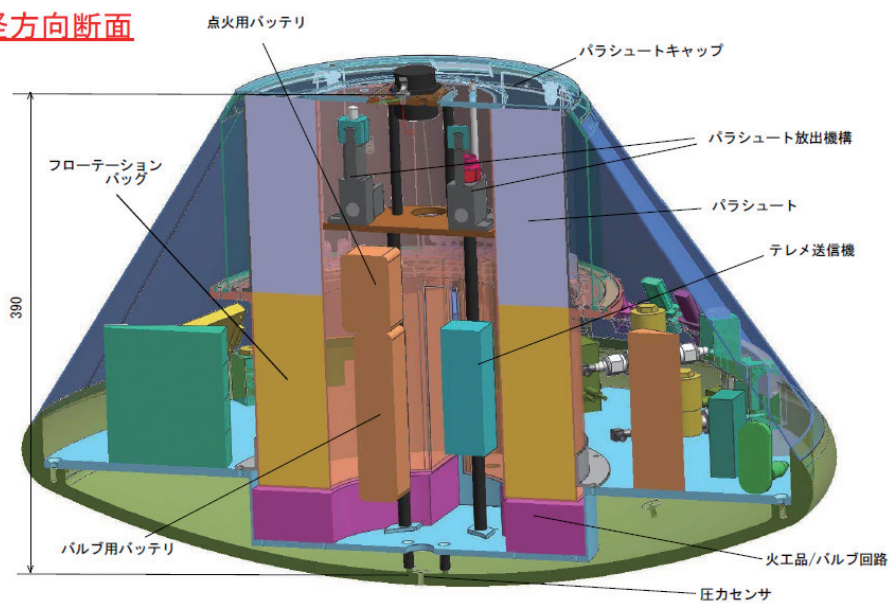
図 26 μ -LRS 機体軸定義図 27 μ -LRS スラスト配置

付録 B 機器配置図

軸方向断面

図 28 μ -LRS 機器配置図 (軸方向断面図示)

径方向断面

図 29 μ -LRS 機器配置図 (径方向断面図示)