

■ 研究紹介

LHCf 実験の最新成果

名古屋大学 太陽地球環境研究所/素粒子宇宙起源研究機構

さこ 隆志

sako@stelab.nagoya-u.ac.jp

名古屋大学 素粒子宇宙起源研究機構

めんじょう 毛受 弘彰

menjo@kmi.nagoya-u.ac.jp

2012年9月1日

1 はじめに

超高エネルギー宇宙線空気シャワー現象の素過程を正しく理解するために提案された LHCf 実験は、2009 年から 2010 年の LHC 稼働にあわせて $\sqrt{s} = 900$ GeV および 7 TeV におけるデータ収集に成功した。本稿では、LHCf が明らかにした実験室系 2.6×10^{16} eV ($\sqrt{s} = 7$ TeV)での超前方光子と中性パイ中間子 (以下 π^0) のスペクトルをその解析の詳細とともに紹介する。また、LHCf 実験の背景と今後の計画についても紹介する。

2 研究の背景

2.1 超高エネルギー宇宙線の観測

10^{15} eV を超えるエネルギーの宇宙線は空気シャワーを通して観測される。観測量はエネルギー、核種、到来方向の三つで、これらの分布を統一的に説明できるような宇宙線源、伝搬のシナリオを決めることが宇宙線物理の目的といってよい。空気シャワーの観測からエネルギーと核種を求めるにはモンテカルロ(MC)計算との比較に頼るが、そこで超高エネルギーハドロン相互作用、特に加速器データの少ない前方粒子生成の理解が重要になる。Large Hadron Collider forward(LHCf)は、空気シャワーを正しく理解するために CERN LHC 加速器で超前方測定を行う実験である。LHC の重心系 14TeV 陽子衝突は実験室系で 10^{17} eV に相当する。

約 15 年前に AGASA 実験が示唆した super-GZK 宇宙線¹の存在[1]は、近年の Pierre Auger Observatory (PAO)、Telescope Array といった巨大実験によって否定された[2]。ひとつの課題に決着がついたが、 10^{20} eV に至る超高エネルギー宇宙線の源はいまだに謎である。原因は上記三つの観測量が確定していないことにある。特に、核種の決定は MC

¹ $>10^{20}$ eV の宇宙線は 3K 宇宙背景放射との衝突をおこし、急激なスペクトルカットオフをつくると考えられる (GZK カットオフ)。この予想を超えた宇宙線を super-GZK 宇宙線とよぶ。

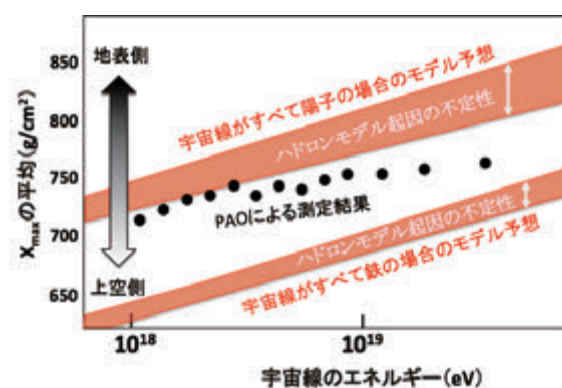


図 1: 宇宙線核種の最新観測結果。観測された X_{\max} をモンテカルロ計算による予想と比較することで宇宙線核種を決定する。

計算との比較に頼るため、結果がハドロン相互作用モデルの選択に依存する。PAO による空気シャワー最大発達高度 (X_{\max}) をもちいた観測の例を図 1 に示す。粒子の全エネルギーが同じであれば、軽い核種ほど核子あたりのエネルギーが大きく、空気シャワーがより深い位置で発達する (X_{\max} が大きくなる) という原理にもとづく。図には観測結果と、陽子・鉄宇宙線に対する予想を示す。予想の幅は計算に用いる相互作用モデルの違いに起因するもので、宇宙線観測の統計誤差 (図には示していないが、プロットの大きさと同程度かそれ以下) よりも大きな不定性をもっている。また、この幅の中に真実の値がある保証もない。

2.2 必要な加速器データ

空気シャワーの発達を理解するには、断面積が大きなソフト衝突で、多くのエネルギーを運ぶ前方粒子生成の理解が重要である。摂動 QCD 計算が有効なハード散乱とは対照的に、ソフト衝突では現象論的手法である Gribov-Regge 理論(GRT)を用いる。しかし、GRT をモデルとして利用する際の自由度が大きく、実験による検証が不可欠である。

実験的に重要な項目は、1)非弾性散乱断面積 2) (非)弾性度 3)粒子スペクトル 4)原子核効果、があげられ、特に前方の測定が重要である。1)は Tevatron におけるふたつの結果[3]の差が大きく制限が弱かったが、LHC TOTEM 実験によって強い制限がついた[4]。LHCf 実験は 2)と 3)について超前方の専用の測定を行う。4)については 6 章で再び触れたい。

本稿では、LHC 900 GeV, 7 TeV 陽子衝突における LHCf データの解析結果、特に最新の π^0 スペクトルの結果について報告する。さらに詳しい LHCf の研究背景、実験デザイン、装置性能については過去の記事を参照されたい[5, 6, 7]。

3 LHCf 実験

3.1 LHCf 設置場所

LHCf 検出器は、ATLAS 実験のある Interaction Point 1 (IP1)から 140m 先の TAN と呼ばれる鉄塊の中に設置する。IP8 側、IP2 側に検出器を設置しており、それぞれを Arm1, Arm2 と呼ぶ。衝突で生成された荷電粒子は双極磁石で曲げられるため、TAN には中性粒子のみが到達し、これらが LHCf の検出対象となる (図 2)。具体的には、 π^0 崩壊に伴う光子 (10%程度は η 中間子起源) と中性子である。 π^0 は空気シャワーの全エネルギーの 90%を担う電磁成分の主要な親粒子であり、そのスペクトルを決定することが LHCf 実験の一番の目的である。また、前方中性子が担うエネルギーの割合は弾性度を示し、地上に到達するミュオン数の数に強く影響するとして、最近その重要性が指摘されている。

LHCf 検出器では衝突ゼロ度方向に放出された粒子を測定することができる。角度の上限は IP-TAN 間のビームパイプの形状で決まっており、擬ラピディティ $\eta > 8.7$ が測定可能である。なお、IP でビームに最大 $140 \mu\text{rad}$ の下向き衝突角度をつけることにより、測定可能範囲を $\eta > 8.4$ に広げることができる。検出器はマニピュレータと呼ぶ上下駆動装置にとりつけられており、衝突角度に応じてゼロ度をカバーするように位置を変えることができる。

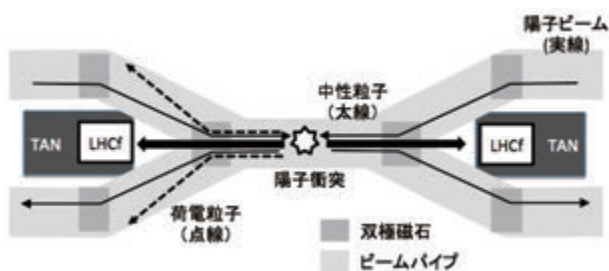


図 2 : LHC 衝突点と LHCf 設置場所の関係

3.2 LHCf 検出器

Arm1, Arm2 各検出器にはそれぞれ 2 台のカロリーメータがあり、44 放射長 (1.6 ハドロン相互作用長) のタングステンによるシャワー発達層と 16 層のプラスチックシンチレータによるサンプリング層からなる。最初の 10 層は電磁シャワー精密測定のために 2 放射長ごとの、後半 6 層はハドロンシャワーのために 4 放射長ごとのサンプリングをしている。また、Arm1 では SciFi (1mm ピッチ), Arm2 ではシリコンストリップ検出器 (160 μm ピッチ読み出し) が途中 4 カ所 (Arm1 では 6, 10, 30, 42 放射長, Arm2 では 6, 12, 30, 42 放射長) に挿入されており、シャワーの横広がり記録する。両検出器の模式図を図 3 に示す。

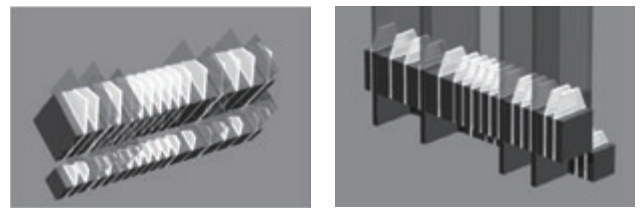


図 3 : LHCf 検出器模式図。左が Arm1, 右が Arm2。

カロリーメータの断面積を、Arm1 は 20 mm 角と 40 mm 角、Arm2 は 25 mm 角と 32 mm 角とコンパクトにすることで、複数粒子の入射を低減している。他方、このスケールはタングステンのモリエール半径 9 mm に近い値で、シャワー粒子の一部は検出器外に逃げ出す。しかし、電磁シャワーでは、この逃げ出し割合が位置のみの関数で入射エネルギーによらないため、位置検出器による入射位置の測定で十分なエネルギー決定精度と分解能を達成している。

ビーム衝突角度ゼロ度の場合の IP からみた各カロリーメータペアの断面と η 範囲を図 4 に示す。縦に並んだペア (赤) が Arm1, 斜めにならんだペア (青) が Arm2 である。星印がゼロ度粒子の入射位置で、上下の影はビームパイプによる不感領域を示す。本稿で紹介するゼロ衝突角の解析では、カロリーメータが斜めに配置された Arm2 の方が、 η (結果として p_T) の測定範囲が広いことがわかる。

両検出器の前面には 80 mm 角の 2 層の薄いプラスチックシンチレータからなるフロントカウンター (FC) を設置し

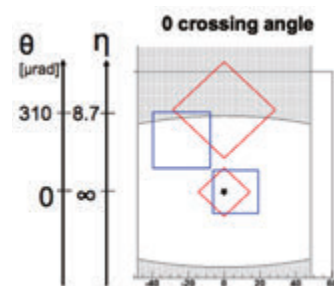


図 4 : IP から見た LHCf カロリーメータの断面

た。FC はマニピュレータによる駆動は行わず、常に安定した条件で運転する高計数率のビームモニタとして利用した。

3.3 2009-2010 年のデータ取得

データ取得は、カロリメータの任意の連続する3層が、thresholdを超えたとき高エネルギーシャワーとして位置検出器の信号とともにその電荷を記録する。900 GeV、7 TeV 衝突ではそれぞれ 50 GeV、100 GeV の光子ではほぼ 100% の検出効率を達成するよう threshold を決定した。LHCf は、LHC が最初の陽子衝突を成功させた 2009 年末に最初のデータ収集に成功した。2010 年 3 月 30 日の最初の 7 TeV 衝突では、すぐに TeV π^0 の同定に成功し、2010 年 7 月 19 日までに、 350nb^{-1} (delivered) のデータを取得した。また、5 月には LHC は合計 3 日間にわたって 900 GeV の陽子衝突も実施し、統計は少ないながら、LHCf もデータを取得した。7 TeV で十分な統計量を得たことと、ルミノシティの増加に伴う放射線損傷をさけるため、7 月 20 日に装置を撤去し、第一期の測定を終了した。

運転期間中、ビームがないとき、検出器はビーム平面から約 10 cm 上のガレージ位置にあり、事故によるビームの直撃や不要な被曝を避けた。ビームの加速が完了し、安定した衝突が実現すると LHC オペレータが Stable Beams を宣言する。ここで LHCf はマニピュレータによって検出器を測定位置に移動する。また、予定ビームダンプが行われるときも、事前にガレージ位置に戻る。移動にはそれぞれ 10 分ほどを要するため、LHCf の物理データ収集時間は、各 Fill で Stable Beams よりも 20 分程度短かった。

4 データ解析

LHCf では、ここまで光子事象の解析に力をそそいできた。標準的な解析手順を 4 章で述べ、7 TeV、900 GeV 衝突光子スペクトル、7 TeV 衝突 π^0 スペクトルの解析結果を 5 章でまとめる。

4.1 入射位置決定

粒子の入射位置は、位置検出層によって測定された粒子シャワーの横方向分布を用いて決定される。光子事象では、一層目および二層目の位置検出器によって電磁シャワーの横方向分布を測定することができる。図 5 は、Arm2 検出器で測定された $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ イベント候補例である。二台のカロリメータでは、二光子による電磁シャワーの縦方向発達、シリコン検出器では一層目と二層目の横方向分布（一層で両タワーをカバー）を明瞭にみる事ができる。粒子の入射位置は、測定された横方向分布をローレンツ関数でフィットすることにより決定する。

位置検出器によって測定される横方向分布は、ひとつのカロリメータへの複数粒子入射事象（マルチヒットイベ

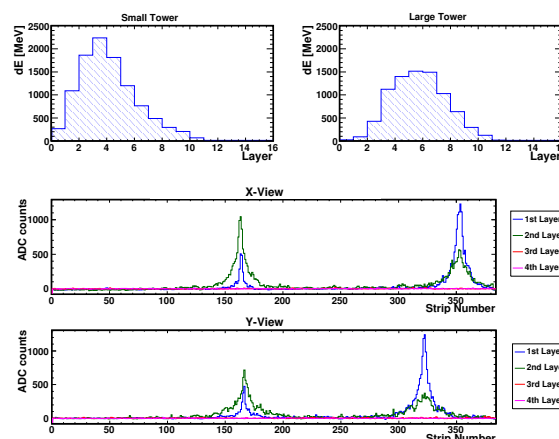


図 5 : Arm2 検出器のイベント例。上段のふたつの図は、プラスチックシンチレータによって測定された電磁シャワーの縦方向発達、中、下段（それぞれ X、Y 方向への射影）はシリコン検出器によって測定された横方向分布を示す。

ント）の識別にも用いる。現在の解析ではマルチヒットイベントを除去しているが、イベントを除去すること、あるいはマルチヒットイベントを一粒子事象と誤判定することで、最終結果のスペクトルに最大 10% 程度の影響を与えている。これらの効果は複数のモデルに対して同じ解析をかけることで見積もり、スペクトルの系統誤差に含めた。現在開発中のマルチヒットイベントの再構成手法を完成すれば、系統誤差を減らしたスペクトルを得ることが可能になる。

4.2 エネルギー決定

4.2.1 エネルギー決定

電磁シャワーによるカロリメータ内でのエネルギー損失はプラスチックシンチレータ層で測定する。エネルギー再構成には、二層目から 13 層目のエネルギー損失の合計を用いる。合計を算出する際には、11 層目より後ろの層は前の層とのサンプリングステップの違いを考慮し、係数 2 をかけている。電磁シャワーの漏れ出しの効果は、光子のエネルギーによらず入射位置の関数として記述することができるため、MC 計算で決定した補正関数で補正する。漏れ出し効果を補正したエネルギー損失の合計 (dE) から、光子のエネルギー (E) は、式

$$E = A \cdot dE^2 + B \cdot dE + C$$

によって算出される。係数 A、B および C は、MC 計算によって決定されている。低エネルギー側での一致をよくするために二次関数を用いているが、 dE と E の関係は本質的には正比例で $B \cdot dE$ が主要項である。

検出器のエネルギー較正および性能評価試験は、LHC の測定前の 2007 年に CERN-SPS 加速器の 50–200 GeV/c 電子ビームを用いて行われている [7]。

4.2.2 π^0 ピークによるエネルギー絶対値の検証

二光子イベントから再構成される不変質量分布における π^0 質量のピークは、カロリメータのエネルギー絶対値の検証に役立つ。不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ は、それぞれの光子のエネルギー E_1 , E_2 および二光子の開角 θ により、 $M_{\gamma\gamma} \approx \theta \sqrt{E_1 E_2}$ と計算できる。ここで、 π^0 は IP で生成後すぐに崩壊するため、 $\theta = \Delta r / 140\text{m}$ とした (Δr は LHCf 検出器上での二光子入射位置間の距離)。図 6 は、Arm1 によって測定された二光子事象の不変質量分布を示す。きれいな π^0 質量ピークがとらえられているが、そのピーク位置は、Arm1 で $145.8 \pm 0.1 \text{ MeV}$ 、Arm2 で $140.0 \pm 0.1 \text{ MeV}$ に位置しており、 π^0 の静止質量 134.9 MeV より高エネルギー側にシフトしている。フル検出器シミュレーションと実験と同様の解析を通じたのちのピーク位置は、 $135.2 \pm 0.2 \text{ MeV}$ となっており、これと比べても Arm1 と Arm2 それぞれ 7.8%、3.7% のズレが生じている。開角 θ の系統誤差は 1% 程度であると見積もられることから、このピーク位置のずれはカロリメータのエネルギー絶対値のズレに起因するものと考えられる。これに対して、測定前に行われた較正試験の測定誤差から見積もられるエネルギー絶対値の系統誤差は、3.5% である。

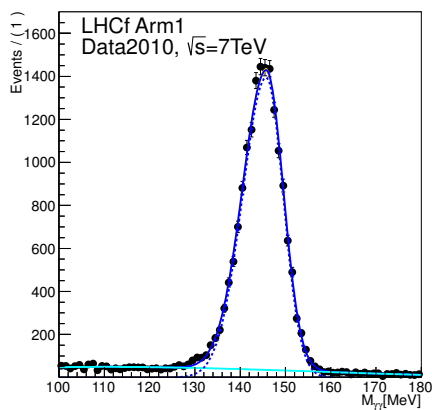


図 6 : 二光子事象から算出された不変質量分布

5 章で述べる光子スペクトルの解析では、 π^0 質量ピークのズレを考慮したエネルギー絶対値の較正は行っていない。これに対し、 π^0 スペクトルの解析ではエネルギー絶対値の較正を行っている。それぞれの解析結果で、エネルギー絶対値の系統誤差は、較正試験からの測定誤差と π^0 質量ピークのズレの両方を考慮してつけてある。このエネルギー絶対値の系統誤差が、5 章の光子、 π^0 スペクトルの結果の系統誤差のもっとも大きな成分となっている。エネルギー絶対値のズレを理解するための検証実験を現在進めており、近くエネルギー絶対値の系統誤差を小さくできると期待している。

4.3 粒子種判定

LHCf 検出器に入射する粒子は、おもに光子と中性子である。LHCf 検出器の全長は 44 放射長だが、ハドロン相互

作用長では 1.6 であるため、光子による電磁シャワーは検出器の浅い層で発達し、中性子によるハドロンシャワーはシャワー開始点がばらつき、かつシャワー長が長くなる。この縦方向発達の違いを利用して粒子種判定を行う。

カロリメータ内でのシャワーの縦方向発達を特徴づけるパラメータ $L_{90\%}$ を定義した。 $L_{90\%}$ は、カロリメータ内でのエネルギー損失を入射側から積算し、全エネルギー損失の 90% になる縦方向位置である。図 7 は、典型的な電磁シャワー (黒実線) とハドロンシャワー (赤点線) イベントでの縦方向発達 (上) とその積算エネルギー損失 (下)、これらのイベントでの $L_{90\%}$ の算出例を示す (図ではエネルギー損失は粒子数で表現している)。7 TeV 衝突において Arm1 によって測定された 500 GeV から 1 TeV の $L_{90\%}$ 分布を、MC 計算によるピュアな光子と中性子の場合の分布 (以下、テンプレート) と共に図 8 に示す。電磁シャワーとハドロンシャワーに起因するイベントが $L_{90\%} = 22$ 近くを境にきれいに二山に分離していることがわかる。

光子事象の解析では、MC 計算によって光子 (π^0) の検出効率が 90% となるように、エネルギービンごとに $L_{90\%}$

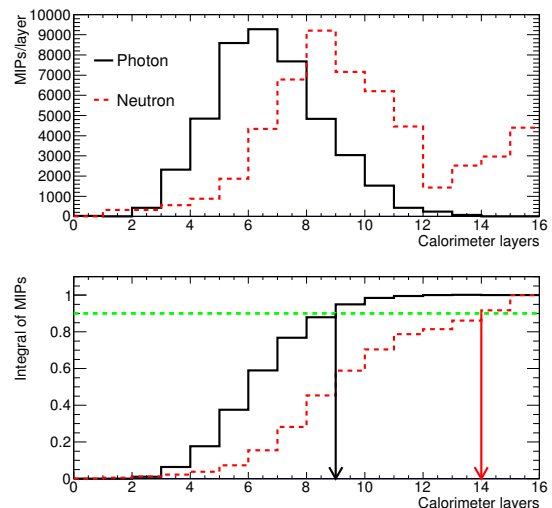


図 7: 光子と中性子によるシャワーの検出器内での縦方向発達と、 $L_{90\%}$ の算出例

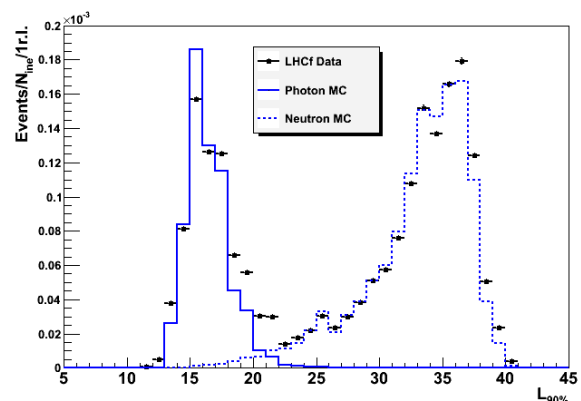


図 8 : 7 TeV 陽子衝突で測定された $L_{90\%}$ 分布 (黒点)。MC 計算によるピュアな光子 (実線)、中性子 (点線) 事象の $L_{90\%}$ 分布 (テンプレート) も示す。

のしきい値を決定している。また、テンプレートをデータの $L_{90\%}$ 分布にフィットすることにより、選別された光子事象に含まれるハドロン事象の混入率を導出する。こうして各エネルギーにおいて光子事象の **purity** を算出し、検出効率とともにスペクトルの補正を行う。

4.4 ルミノシティ決定

オペレーション中のルミノシティは、Arm1, Arm2 検出器の前に設置した FC を用いて決定した[8]。FC の計数率からルミノシティへの比例計数は、2010年4月と5月に実施された van der Meer (vdM) スキャンにて決定した。ルミノシティ L は、

$$L = \frac{n_b f_{rev} I_1 I_2}{2\pi\sigma_x \sigma_y}$$

と記述できる。ここで、 n_b はバンチ数、 f_{rev} はレボリューション周波数、 I_1 、 I_2 はバンチあたりのビーム強度、 σ_x 、 σ_y はビームの水平方向、鉛直方向の大きさを示す。 n_b 、 f_{rev} は加速器の設定値であり、ビーム強度 I_1 、 I_2 は、加速器のビームモニタにより測定されている。vdM スキャンでは、片側のビーム位置をずらしながら FC の計数率変化を測定することにより、 σ_x 、 σ_y を決定することができる。図9は、4月27日に実施された vdM スキャンでの FC によるビームサイズの測定結果を示す。算出された FC の計数値からルミノシティへの変換係数の系統誤差は $\pm 5\%$ である。

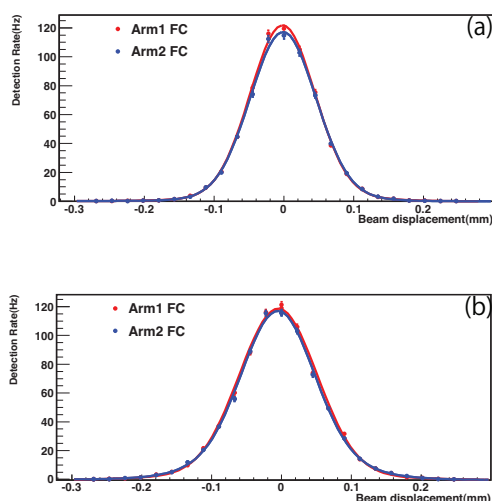


図9：4月27日に行われた vdM スキャンでの FC によるビームサイズの測定結果 (a：水平方向，b：鉛直方向)

4.5 ビーム中心²決定

ビーム中心は、入射粒子のラビディティや横方向運動量 p_T を算出するための重要なパラメータのひとつである。LHCf検出器面へ射影されたビーム中心位置は、Fillごとに

² ここでは、陽子ビームの中心ではなく、二次中性粒子が LHCf 検出器に到達する位置の中心をビーム中心と呼ぶ。

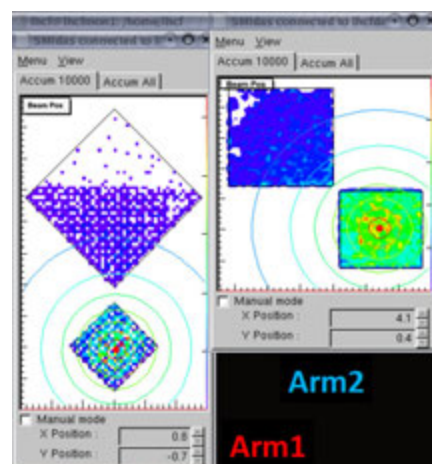


図10：オンラインでのビーム中心の算出例

数mm変動する(一つのFill内での変動は、測定精度以下だった)。ほとんどの測定では、図4のようにビーム中心が小さい方のカロリメータ中心近くになるように検出器を設置している。ビーム中心の算出は、入射粒子の二次元エネルギーフラックス分布を二次元ガウス分布でフィットして算出する。また、ビーム中心の算出は、2010年のオペレーション中はオンラインでも行われ、その結果はData Interchange Protocol (DIP)を通してLHC加速器に送られていた。図10は、オンラインでのArm1, Arm2それぞれのエネルギーフラックス分布とビーム中心の算出の例を示す。

ビーム中心は、IP1の ± 21.3 m の位置に設置されている Beam Position Monitor (BPM) によっても測定されている。算出したビーム中心の結果と BPM の測定結果の違いは、約 1mm である。データ解析には、エネルギーフラックス分布から算出した値を用いて、系統誤差を 1 mm とした。

5 LHCf の成果

この章では、現在までに論文として発表した900 GeV, 7 TeV衝突の結果を紹介する[9, 10]。

5.1 900 GeV, 7 TeV 衝突での光子スペクトル

7 TeV 衝突データの光子解析は、LHC 加速器運転初期の2010年5月15日に取得したデータを用いた(LHC Fill 番号 1104)。この測定期間中のルミノシティは、 $(6.3-6.5)\times 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と非常に低く、陽子-陽子衝突のピルアップによる影響を無視することができる。この Fill では、右回り左回りそれぞれ6つのビームバンチが LHC リングをまわっており、このうち3つのバンチは IP1 にて交差し (Crossing Bunch)、残りの3つのバンチは IP1 では交差しない(Non-Crossing Bunch)。Non-Crossing Bunch の IP1 通過に同期したイベントを用いることで、ビームとビームパイプ中での残留ガスの衝突によるバックグラウンド量を推定することができる。測定されたバックグラウンド

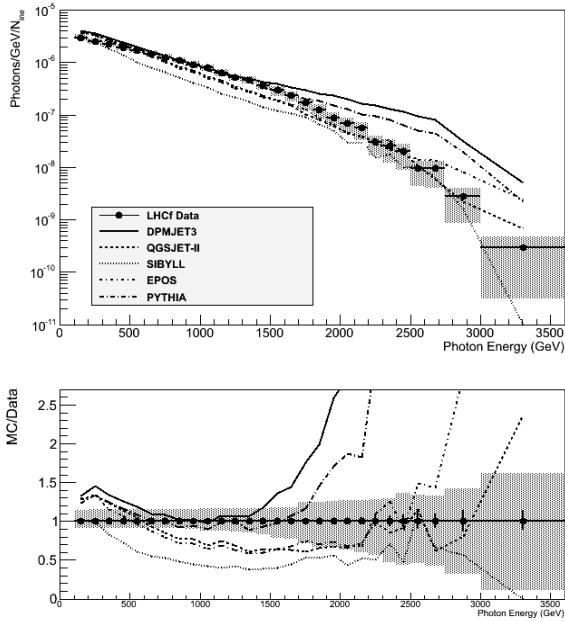


図 11 : 7 TeV 陽子衝突で測定された最前方光子エネルギースペクトル (黒点) とモデルによる予想 (線)。上がスペクトル, 下がデータと MC 予想の比。誤差棒とハッチは実験の統計誤差と全誤差 (統計+系統) を示す。

量は, シグナルの 10^{-3} と非常に小さく, 測定が非常にクリーンな環境の下で行われたことが分かる。

データ解析は, 日本グループが Arm1 検出器を, イタリアグループが Arm2 検出器をそれぞれ独立に行い, その結果を比べることでクロスチェックを行っている。Arm1 と Arm2 の結果は, 誤差の範囲で一致している。図 11 の上段には, Arm1 と Arm2 の結果を合成した擬ラピディティ $\eta > 10.94$ の光子エネルギースペクトルを示す。また, 図 11 は, 5 つのハドロン相互作用モデル (宇宙線シャワーシミュレーションで広く使われているハドロン相互作用モデル, DPMJET3.04[11], QGSJET II-03[12], SIBYLL2.1[13], EPOS1.99[14], および素粒子実験にて広く使われている PYTHIA8.145[15] (開発者の助言により default で使用)) の予測値を示し, データと各予測値の比を下段に示す。この結果から, 測定結果を完全に再現するハドロン相互作用モデルがないことがわかる。しかし, 部分的には, DPMJET3.04 と PYTHIA8.145 が, 0.5 TeV から 1.5 TeV の範囲でデータとよい一致を示しており, EPOS1.99, SIBYLL2.1 および QGSJET II-03 は, フラックスはデータよりも小さいもののスペクトルの形は比較的データと一致している。ハドロン相互作用モデルの予測値との比較は, 5.3 節にて再度触れたい。

同様に, 図 12 に 900 GeV 衝突での擬ラピディティ $\eta > 10.15$ の光子エネルギースペクトルの結果, およびハドロン相互作用モデル予測値との比較を示す。900 GeV 衝突の測定は, 2010 年 5 月 2, 3 および 27 日 (それぞれ LHC Fill 番号 1068,

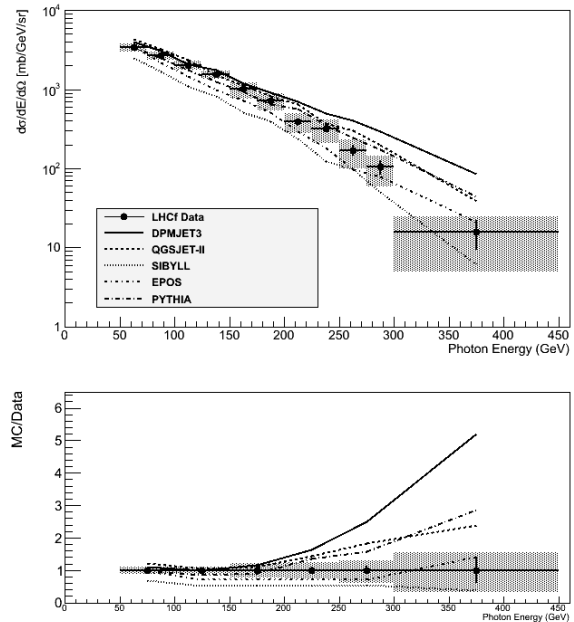


図 12 : 900 GeV 衝突で測定された最前方光子エネルギースペクトルとモデルによる予想。図の見方は図 11 と同様。

1069, 1128) に行われた。データと各ハドロン相互作用モデルの予測値との相対的な関係は, 図 11 の 7 TeV 衝突の結果と非常に似ている。実際, ビームエネルギーでエネルギーを規格化したスペクトルを比較すると, 900 GeV と 7 TeV のデータがよく一致しており, 衝突エネルギーに対するスケールリング則を示唆するものであると考えられる。詳しい解析と解釈は今後の課題である。

5.2 7 TeV 衝突での π^0 スペクトル

π^0 イベントは, 図 6 の不変質量分布ピーク付近のイベントを抜き出すことで選別する。また, ピークのサイドバンドのイベントを用いて, ピーク中に含まれる π^0 以外の光子対によるバックグラウンドを推定し差し引きすることができる。 π^0 の崩壊はほぼビーム衝突点でおきるため, 検出器で測定された二光子のエネルギーと入射位置から π^0 のエネルギーと p_T を再構成することができる。この解析では, ふたつの光子がふたつのカロリメータにひとつずつ入射したイベントを用いた。LHCf 検出器で検出可能な π^0 のエネルギーは 600 GeV 以上である。このエネルギー下限値は, 600 GeV 以下の π^0 から生成される二光子の開口角が検出器よりも大きくなることから生じる。したがって, 900 GeV 衝突では π^0 の検出はできない。図 13 に, 測定された π^0 の p_T スペクトルを 8.9 から 11.0 までのラピディティごとに示す。点が測定結果を表し, ことなる線がそれぞれハドロン相互作用モデルによる予測値である。

次に, 各ラピディティで平均横方向運動量 $\langle p_T \rangle$ を導出し, それを過去の実験結果と比較することでスケールリング

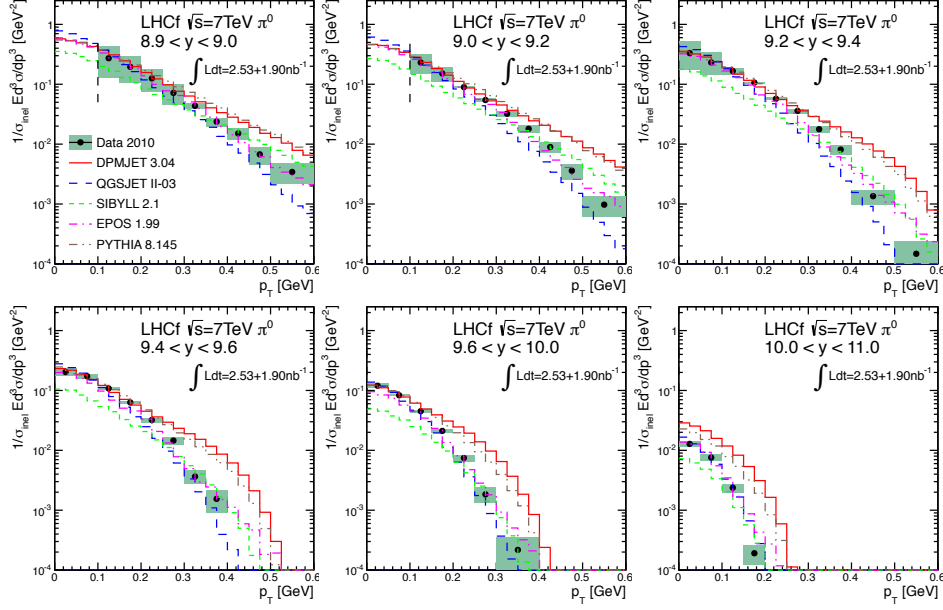


図 13 : 7 TeV 衝突で測定された最前方 π^0 の p_T スペクトル

則の検証を行った。 $\langle p_T \rangle$ の算出は、算出方法のバイアスを避けるため、三つの手法（指数関数によるフィット、ガウス関数によるフィット、測定範囲内での実験値の積分）を用いた。三つの手法による結果は概ね一致している。それぞれの手法によって算出した $\langle p_T \rangle$ は参考文献[10]にまとめてある。図 14 に、三つの結果から合成した $\langle p_T \rangle$ を黒丸点として示す。エラーは、測定エラーと三つの算出結果の違いを考慮して算出されている。図 14 には、SppS 加速器を用いて UA7 実験によって行われた 630 GeV 衝突での結果[16]を赤のダイヤモンドで示し、3つのハドロン相互作用モデルの 630 GeV 衝突と 7 TeV 衝突での予測値をそれぞれ破線と実線でしめた。また図 14 の横軸は、ビームのラビディティ y_{beam} (7 TeV では $y_{\text{beam}} = 8.92$, 630 GeV では $y_{\text{beam}} = 6.50$) から π^0 のラビディティ値を引いた値 $\Delta y \equiv y_{\text{beam}} - y$ を用いている。

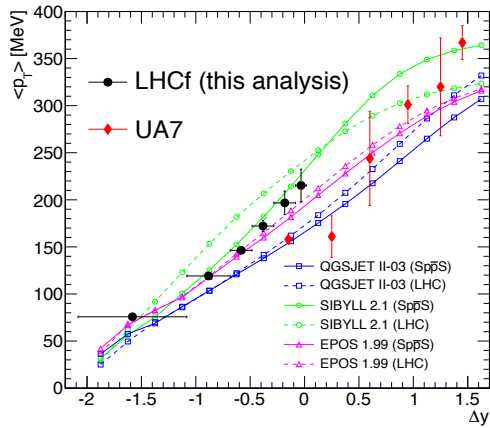


図 14 : π^0 の rapidity 対平均横方向運動量 $\langle p_T \rangle$ の測定結果(黒丸)。SppS 加速器による 630 GeV での UA7 の結果(赤ダイヤモンド)と、ハドロン相互作用モデルによる LHC (7 TeV) と SppS (630 GeV) での予測値を共に示す。

5.3 モデルとの比較

π^0 は、光子の親粒子に相当するが LHCf 検出器がカバーしている位相空間が完全には一致しないため、光子エネルギースペクトルと π^0 の p_T スペクトルを単純には比較することはできない。しかし、この光子スペクトルと π^0 スペクトルのモデルとの比較から以下のようなことがいえる。

まず、どのモデルもデータを完全には再現しないが、データは光子、 π^0 の結果とともにモデルの予測値の間に位置している。このことから、2章で述べた超高エネルギー宇宙線データに対する解釈では、いままでの予測結果の範囲から大きくはずれないだろうと期待できる。超高エネルギー宇宙線研究にとって安心感を与える結果であるといえる。LHC を超えるエネルギーの現象を推測するためには、LHC 14 TeV 衝突におけるデータと 7 TeV データの比較による衝突エネルギー依存の有無の確認が重要になる。

また、個別のモデルごとに見ると、DPMJET3.04 と PYTHIA8.145 では高エネルギー領域では光子、 π^0 (p_T およびラビディティが大きい領域が高エネルギーに対応する) ともにデータよりハードなスペクトルになっている。このふたつのモデルでは、ストリング破砕の機構に高エネルギー中間子を生成しやすいポップコーンモデルが導入されている。このポップコーンモデルが高エネルギー π^0 を多く生成する要因になっていると考えられる。

EPOS1.99 は、実験データと比較したモデルの中では比較的よい一致を示しており、特に π^0 の結果とはよく一致している。図 14 の $\langle p_T \rangle$ の結果では、UA7 の $\Delta y = -0.15, 0.25$ の点を除けば、LHCf 実験と UA7 実験両

方のデータはひとつのライン上に位置しており、それは EPOS1.99 の予測値とよく一致している。

6 今後の展望

LHCfの測定によって、陽子衝突超前方における光子と π^0 のスペクトルが明らかになり、空気シャワーの電磁成分生成について制限を与えることができた。簡単なテストとして、既存のモデルの不定性の範囲内で π^0 のスペクトルだけを変形させて空気シャワーシミュレーション計算をしてみると、 30 g/cm^2 程度の X_{max} 変化をすることがわかる。図1をみれば、この値が観測データの解釈に重要であることがわかる。LHCfの結果をふまえた今後のモデルの改良に期待がかかる。

LHCfでは現在、電磁成分と対をなすバリオン生成に制限をつけるため、中性子事象の解析をすすめている。LHCfカロリメータの奥行きは1.6ハドロン相互作用長と短いいため、ハドロンシャワーに対する感度、分解能は低いが、モデルごとの予測中性子生成量はばらつきが大きく、十分に有効な情報となる。

2013年はじめに予定されているLHC陽子鉛衝突でもArm2検出器を使ったデータ収集を行うことが決まっている[17]。鉛の進行方向は粒子多重度が高すぎるため、陽子進行方向での測定に重点をおく。これは陽子宇宙線が地球大気にぶつかった場合のシミュレーションとしてユニークな測定である。鉛は地球大気を模すには重すぎるが、陽子窒素衝突の原子核効果を強調することがモデル開発者によって指摘されており、貴重なデータとなる。

LHCは2013年からの長期シャットダウンを経て、2015年から13-14TeV陽子衝突を実現する。最高エネルギーの測定はLHCfの当初の目的であり、測定にむけた耐放射線アップグレードを進行している[18]。7 TeVと同質のデータを供給することで、さらに高いエネルギーへの外挿精度を高めることができる。

LHCfの確定した計画はここまでだが、地球大気での衝突を直接検証するため、世界初、衝突型加速器による軽イオン衝突実現に向けた議論もはじめている。衝突型加速器が宇宙物理という応用に利用される日がくるかもしれない。

最後に、LHCfは日本とイタリアを中心に30名あまりのメンバーで運用している小グループです。コライダー実験の経験がほとんどないメンバーでここまでの実験を成功できたのは、関連する周辺の方々のサポートのおかげです。LHCfには将来の測定計画もあり、今後ともご支援いただけるようお願いいたします。

参考文献

[1] M. Takeda, *et al.* (AGASA Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1163 (1998)

- [2] J. Abraham, *et al.* (Pierre Auger Observatory), *Phys. Rev. Lett.*, 101, 061101 (2008); R. Abbasi, *et al.* (HiRes Collaboration), *Astropart. Phys.*, 32, 53-60 (2009); T. Abu-Zayyad *et al.* (Telescope Array Collaboration), *Astropart. Phys.*, in press (2012)
- [3] F. Abe, *et al.* (CDF Collaboration), *Phys. Rev.*, D50, 5550 (1994); C. Avila, *et al.* (E-811 Collaboration), *Phys. Lett.*, B445, 419 (1999)
- [4] G. Antchev, *et al.* (TOTEM Collaboration), *EPL*, 96, 21002 (2011)
- [5] さこ隆志, 伊藤好孝, 高エネルギーニュース 27, 29(2008); 伊藤好孝, 埜隆志, 物理学会誌, 印刷中(2012)
- [6] LHCf Technical Design Report, CERN-LHCC-2006-004; O. Adriani, *et al.* (LHCf Collaboration), *JINST*, 3, S08006 (2008)
- [7] T. Mase, *et al.* (LHCf Collaboration), *NIM*, A671, 129 (2012)
- [8] K. Taki, *et al.* (LHCf Collaboration), *JINST*, 7, T01003 (2012)
- [9] O. Adriani, *et al.* (LHCf Collaboration), *Phys. Lett.*, B703, 128 (2011); O. Adriani, *et al.* (LHCf Collaboration), *Phys. Lett.*, in press (2012)
- [10] O. Adriani, *et al.* (LHCf Collaboration), *Phys. Rev.*, D, submitted (2012); O. Adriani, *et al.* (LHCf Collaboration), arXiv:1205.4578
- [11] F.W. Bopp, J. Ranft, R. Engel and S. Roesler, *Phys. Rev.*, C77, 014904 (2008)
- [12] S. Ostapchenko, *Phys. Rev.*, D74, 014026 (2006)
- [13] E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, *Phys. Rev.*, D80, 094003 (2009)
- [14] K. Werner, F.-M. Liu and T. Pierog, *Phys. Rev.*, C74, 044902 (2006)
- [15] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *JHEP*, 5, 026 (2006); T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *Comput. Phys. Comm.*, 178, 852 (2008)
- [16] E. Pare, *et al.* (UA7 Collaboration), *Phys. Lett. B*, 242, 531-535 (1990)
- [17] Adriani *et al.* (LHCf Collaboration), CERN-LHCC-2011-015 (2011)
- [18] K. Kawade *et al.*, *JINST*, 6, T09004 (2011)