

修士論文

テレスコープアレイ拡張実験のための最高エネルギー宇宙線観 測用地表検出器アレイの性能解析

(Performance analysis of the surface detector array for observing
the highest energy cosmic rays in the Telescope Array extension)

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
藤末紘三

指導教官
佐川宏行

2021年1月29日

目次

1	超高エネルギー宇宙線	4
1.1	一次宇宙線のエネルギースペクトル	4
1.2	宇宙線の加速機構	5
1.3	空気シャワー	8
2	望遠鏡アレイ実験 (TA 実験)	13
2.1	地表検出器	13
2.2	大気蛍光望遠鏡	20
2.3	FD の較正	22
2.4	TA 実験の現状	23
3	望遠鏡アレイ拡張実験 (TAx4 実験)	26
3.1	SD の変更点	26
3.2	TAx4 SD モニタリングと較正	29
4	TAx4 SD モンテカルロ (MC) シミュレーション	32
4.1	空気シャワーシミュレーション	32
4.2	検出器におけるエネルギーデポジット	33
4.3	検出器の応答およびトリガーシミュレーション	35
5	TA SD のイベント再構成	41
5.1	信号と検出器の選択	41
5.2	到来方向決定	43
5.3	エネルギー決定	46
5.4	エネルギー推定	46
5.5	クオリティーカット	47
6	TAx4 SD MC によるアレイ性能評価	49
6.1	理想的な状態でのトリガー効率	49
6.2	MC シミュレーションを生成する際のパラメーターの決定	53
6.3	実際のキャリブレーションデータを用いて計算されたトリガー効率	59
6.4	観測データと MC シミュレーション結果の比較	62
6.5	TAx4 SD 1 年間の観測で期待される宇宙線イベント数	65
7	結論および展望	73
A	KM サブアレイの各検出器の pedestal の標準偏差 (σ') ヒストグラム、 σ' と pchped(FADC 値の 8bin 積分の最頻値) の相関	75
B	KM サブアレイの 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日までの稼働台数	89

概要

2008年にアメリカ合衆国ユタ州で運用を開始したテレスコープアレイ実験(TA実験)は、およそ1.2 km 間隔に設置した503台の地表検出器(SD)で700 km²の領域をカバーし、それを囲むように3ヶ所に建設した大気蛍光望遠鏡(FD)を用いて10¹⁸ eV以上の超高エネルギー宇宙線を観測してきた。11年間の観測データを用いた宇宙線のエネルギースペクトルの測定を行い、理論的なGZKカットオフの予想と矛盾しないカットオフを観測した。また、赤経144.3°、赤緯40.3°の方向に5.7 × 10¹⁹ eV以上の宇宙線のホットスポット(宇宙線が過剰に到来する領域)の兆候を捉えた。

これらの結果を受け、宇宙線データの取得スピードを加速させるために2019年4月にテレスコープアレイ拡張実験(TAx4実験)が部分的に稼働した。TAx4実験では、地表検出器の台数を増やし、最終的にはTA実験のおよそ4倍である3000 km²まで観測面積を広げる予定である。観測スピードを加速させることにより統計精度を上げてエネルギースペクトルの詳細な測定やホットスポットの確認などを行い、最高エネルギー宇宙線の発生源の特定を目標とする。

ここでは、これからのTAx4の宇宙線物理解析に備えて、以下のようなことを行なった。

まず、全てのTAx4SDの較正・環境モニターのプログラムをTA SDにならって導入した。そのモニターを継続的に行なって、SDの保守に反映させている。

また、TAの空気シャワーのシミュレーションを詳細に調べた。TAx4実験はTA実験と比較して、10²⁰ eV付近の最高エネルギー宇宙線の観測に重きを置き、TAのSDの間隔(1.2 km)より広い2.08 km間隔で設置したので観測される宇宙線空気シャワーのトリガー効率がTAとは異なってくる。そのため、本修士論文では、設置した257台のうちKM(Keg Mountain)サブアレイにある42台のSDに関して2019年10月8日から2020年2月28日までの地表検出器の較正に関するpedestal, ゲインといったパラメーターを詳細に調べ、空気シャワーシミュレーションに反映させた。

さらに、取得した宇宙線データの性能の調査および空気シャワーのトリガーの計算のために、宇宙線の空気シャワーのモンテカルロシミュレーションの生成を行なった。私はこれまでのTA SDのモンテカルロシミュレーションを基にして、TAx4 SDの条件に合うように変更し、イベント生成の各段階を詳細に再吟味し、以上をもとにトリガー効率を求めた。また、求めたトリガー効率から、KMサブアレイおよびTAx4アレイで1年間に期待される超高エネルギー宇宙線イベントのトリガー数を計算した。

そして、構築したシミュレーションと比較して、取得した宇宙線データのトリガー数やシャワーコア分布など、基本的なパラメーターの比較を行なった。トリガーされた実データのレートは大気ミューオンのaccidental coincidenceと一致しており、今後再構成によって実データとシミュレーションの詳細な比較を行う。

1 超高エネルギー宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線であり、その数のうち 90% 近くが陽子で、残りの約 9% がアルファ粒子や炭素、酸素、鉄といった原子核である。また、約 1% が電子である。

一次宇宙線が地球の大気に到来する際、大気中の原子核と相互作用を起こし、二次的に粒子を発生させる。大気と相互作用を起こす前の宇宙線を一次宇宙線といい、相互作用を起こした際に発生した二次的な粒子を二次宇宙線という。

1.1 一次宇宙線のエネルギースペクトル

一次宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV と広域にわたり、そのフラックス $((\text{m}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{sec} \cdot \text{GeV})^{-1})$ はおよそ E^{-3} のベキに従う。

様々なエネルギーを持つ宇宙線の中でも特に 10^{18} eV から 10^{19} eV 以上のエネルギーを持つ一次宇宙線を超高エネルギー宇宙線 (Ultra-high-energy cosmic ray, UHECR) という。 $E > 10^{13}$ eV のエネルギースペクトルを図 1 に示す。

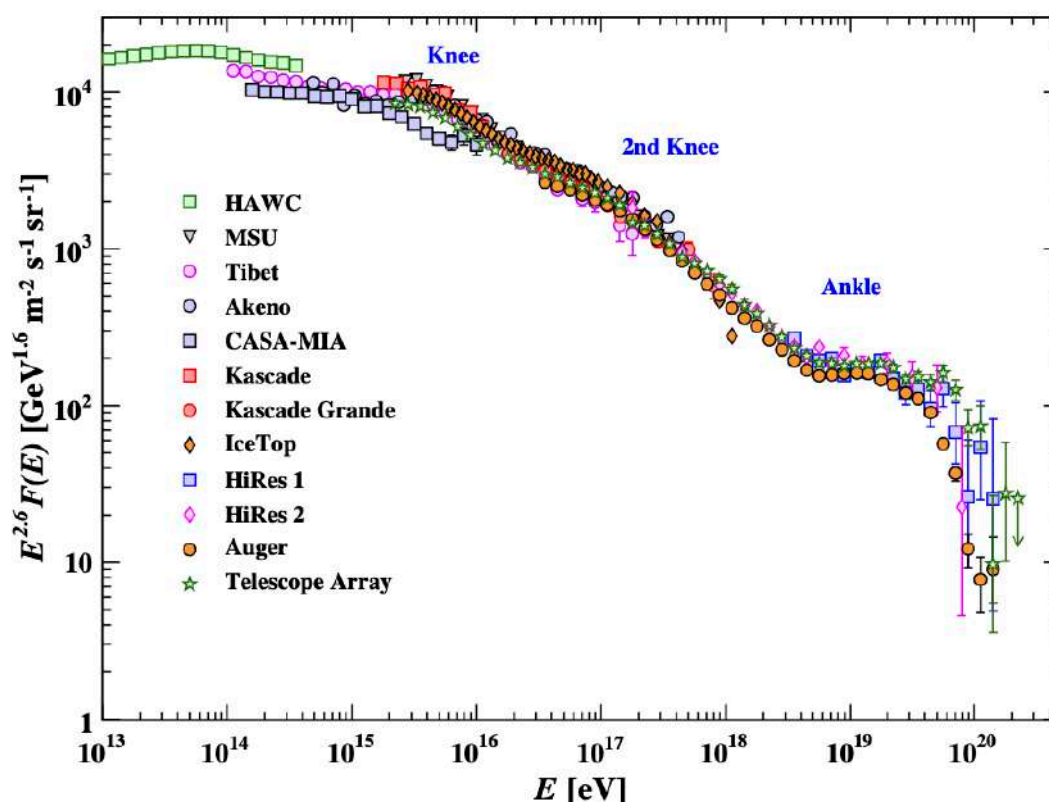


図 1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [1]。

1.1.1 GZK カットオフ

宇宙には宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と呼ばれる約 2.7 K の光子 γ_{CMB} が充満している。この CMB と約 10^{19} eV 以上のエネルギーを持つ陽子がパイオン生成反応



を起こし、陽子がエネルギーを失う。図 2 に示されるように、この反応による寄与は 6×10^{19} eV 以上で大きく効き、 6×10^{20} eV の宇宙線の減衰長は 10 Mpc 程度である。上記の CMB と陽子の反応により、宇

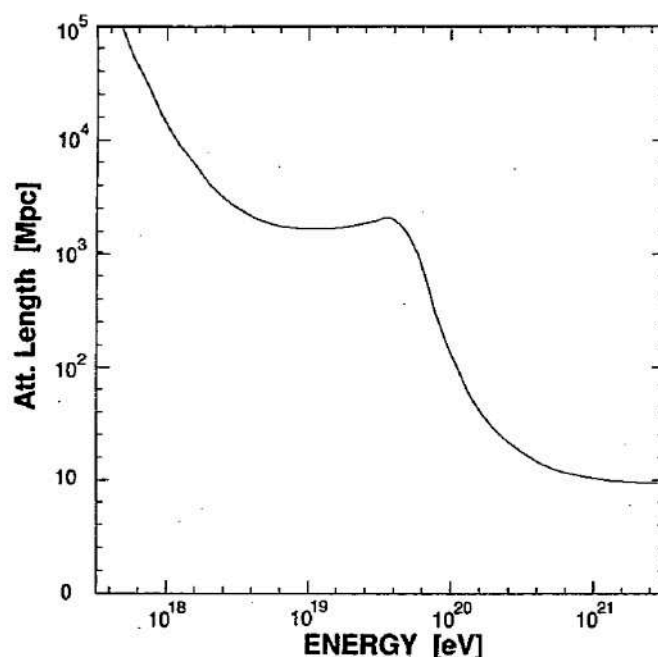


図 2: 宇宙線のエネルギーと CMB 存在下での減衰長の関係 [2]。 6×10^{19} eV 程度までは対生成の寄与が大きく、 6×10^{19} eV 以上ではパイオン生成の寄与が大きい。

宙線スペクトルにカットオフが見られるだろうという予測は 1966 年に G.T.Zatsepin と V.A.Kuzumin[3]、K.Greisen[4] によって独立に提唱された。このため、提唱者の頭文字をとって GZK カットオフと呼ばれる。また、GZK カットオフが起きる機構を GZK 機構と呼ぶ。

1.2 宇宙線の加速機構

1.2.1 フェルミ加速機構

宇宙線の加速機構については多くの議論がなされている。スペクトルがエネルギーの冪乗に従うことについては、フェルミ加速機構が有力であると考えられている。

フェルミ加速機構

フェルミ加速は Fermi によって 1949 年に提唱された加速理論 [5] で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返し、統計的に加速されるとするモデルである。このモデルによると、荷電粒子と星間雲の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は

$$\Delta E = \alpha E \quad (1.3)$$

と、粒子のエネルギーに比例する。この α は星間雲の速度の 2 乗に比例し、フェルミ二次加速と呼ばれる。一方で、フェルミ二次加速ではなく、プラズマ衝撃波による加速モデルがあり、このモデルによると α は衝撃波の速度の 1 乗に比例する。このモデルによる加速はフェルミ 1 次加速と呼ばれる。

一回の衝突によるエネルギー増加量 ΔE が $\Delta E = \alpha E$ である場合、荷電粒子が n 回衝突すると、粒子のエネルギーは

$$E_n = E_0(1 + \alpha)^n \quad (1.4)$$

になる。ここで、 E_0 は荷電粒子の 1 回目の衝突前のエネルギーである。これより、 E_0 の粒子が E になるために必要な衝突回数 n は

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.5)$$

となる。ここで、1 回の衝突で粒子が加速領域から抜ける確率を P_{esc} とすると、 n 回の衝突後に加速領域に残っている確率は $(1 - P_{esc})^n$ であるため、加速前 E_0 のエネルギーを持つ粒子の中で E 以上に加速される粒子の割合は、

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.6)$$

となる。これに式 (1.5) を代入すると、 $\gamma = \frac{\ln[(1 - P_{esc})^{-1}]}{\ln(1 + \alpha)}$ を用いて

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.7)$$

となる。このように、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導かれる。

1.2.2 超高エネルギー宇宙線の起源

超高エネルギー宇宙線の起源モデルは未だ明らかになっていないが、いくつかのモデルがある。それらは大きく二つに分けられる。一つは、天体の衝撃波といった、何らかの構造により粒子が加速されるといったボトムアップモデルで、もう一つは、質量の大きい未知の粒子の崩壊によって超高エネルギー宇宙線が生成されたとするトップダウンモデルである。

ボトムアップモデル

宇宙線を加速する構造の大きさが L で磁場の強さが B である場合に宇宙線が加速途中で構造の外へ逃げないためには、ラーモア半径 R が $R < \frac{1}{2}L$ を満たす必要がある。つまり、ボトムアップモデルで宇宙線のエネルギーが E まで加速されるためには、加速構造の大きさ L と磁場の強さ B は

$$\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} < \frac{1}{2} \left(\frac{L}{100 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) Z \left(\frac{v}{c} \right) \quad (1.8)$$

を満たす必要がある^{*1}。ここで、 Z は加速される宇宙線の電荷を電荷素量で割った値で、 v は宇宙線の速度の大きさである。

^{*1} 式 (1.8) における pc(parsec) は距離を表す単位であり、1 pc = 3.086 × 10¹⁶ m である。

図3に幾つかの加速天体の構造の大きさと磁場の強さ、加速できる最大エネルギーの関係を示す。以下でボトムアップモデルの起源天体を概説する。

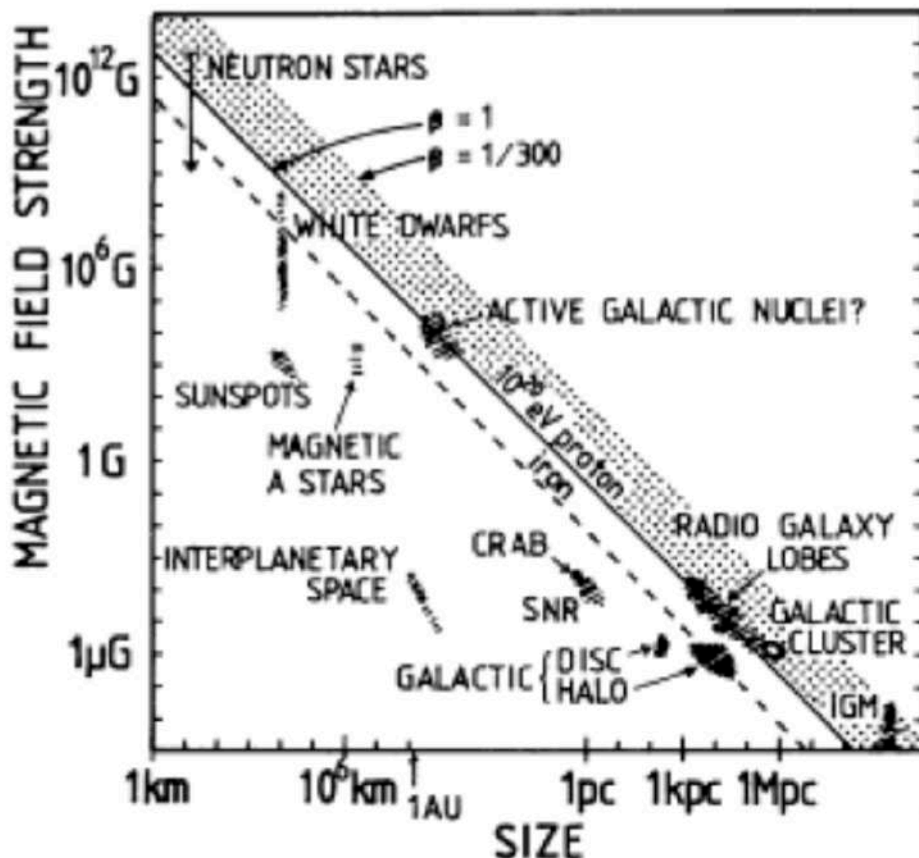


図3: 宇宙線加速天体の候補 [6]。横軸は天体の大きさを、縦軸は天体の磁場の強さを表す。

・ 中性子星

中性子星は $8-20 M_{\odot}$ ^{*2}ほどの恒星が重力崩壊を起こした後に形成される高密度天体である。中性子星は高速で自転しているため、表面の荷電粒子が大きな磁場を作り、表面の磁場が 10^{13} G を超える中性子星は鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速できるという指摘がある。

しかし、非常に強い磁場の中で運動する荷電粒子はシンクロトロンによってエネルギーを失うため、宇宙線を超高エネルギーまで加速することは難しいとも考えられている。

・ 活動銀河核

活動銀河核とは、活動銀河においてそのエネルギーの多くを放出している領域であり、具体的には銀河中心の $10^6-8 M_{\odot}$ の質量を持つブラックホールが降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーへ解放

*2 M_{\odot} は太陽の質量のことである。 $1 M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30}$ kg である。

し、ジェットを放出していることでエネルギーを放出していると考えられている。ジェットと銀河間空間ガスが衝突して 100 kpc ほど広がった領域は電磁ローブと呼ばれている。その中でも特に強い電磁波が放射されている領域は電磁波や物質の密度が低いためエネルギー損失が小さく、さらに高エネルギー荷電粒子を閉じ込められるほどの強い磁場が存在すると考えられているため、超高エネルギー宇宙線の加速起源の候補として考えられている。

・ガンマ線バースト

ガンマ線領域の光子が 0.01 sec から 100 sec ほどの短時間に多数観測される現象であり、等方的な全天分布となっている。ガンマ線バーストが放射するエネルギーは最大 10^{53} erg だとされており、高エネルギーガンマ線を放射するほか、鉄などの重い原子核を含むコクーンと呼ばれる領域が存在しており、最高エネルギー宇宙線の候補天体の 1 つである。

・銀河団

銀河団とは多くの銀河が重力で束縛された系を指し、 $10^3\text{--}4$ kpc ほどの大きさである。数 μG の磁場が観測されており、これと式 (1.8) から超高エネルギー宇宙線の加速起源の候補として考えられる。

トップダウンモデル

トップダウンモデルとしては、例えばインフレーション後の相転移によって作られる宇宙紐や磁気モノポールといった位相欠陥による超重粒子が崩壊して超高エネルギー宇宙線を生成するという考えがある [7]。

1.3 空気シャワー

宇宙線は地球大気に到来する際、大気中の原子核と相互作用を起こし、二次的に粒子を発生させる。この二次的な粒子もまた大気中の原子核と相互作用を起こす、もしくは崩壊して粒子を発生させる。このように雪崩のように二次粒子が増加していく様子を空気シャワーと呼ぶ。図 4 に空気シャワーを模式的に表した図を示す。

空気シャワーは電磁相互作用によって広がる電磁シャワーと、ハドロン相互作用によって広がるハドロンシャワーで成り立つ。

1.3.1 電磁シャワー

大気中の高エネルギー光子は電子・陽電子対生成をおこす。

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.9)$$

また、生成された電子 (陽電子) は制動放射により光子を発生させる。

$$e^\pm \rightarrow \gamma + e^\pm \quad (1.10)$$

これを繰り返すことにより、電子・陽電子のペアと光子の数が指数関数的に増え、空気シャワーを発生させる。これを電磁シャワーと呼ぶ。

制動放射の単位厚さ (g/cm^2) あたりのエネルギー損失 $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}}$ は

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \sim -\frac{E}{X_0} \quad (1.11)$$

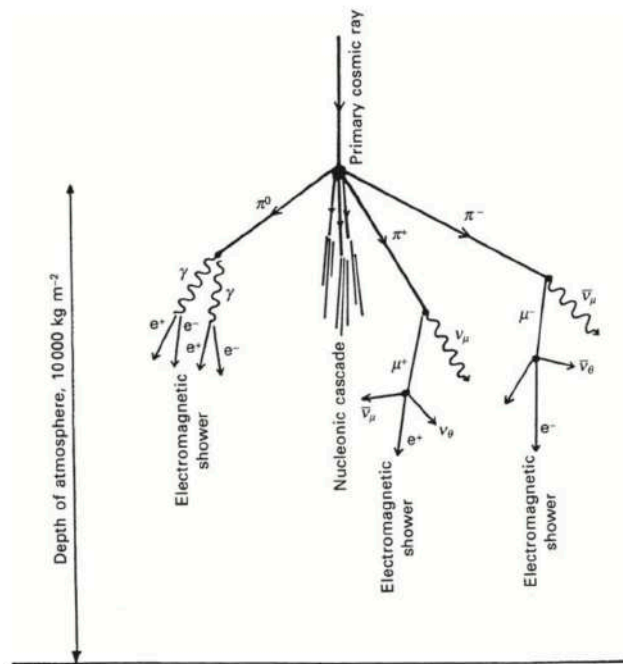


図 4: 空気シャワーの模式図 [8]。

で表される。ここで、 X_0 は電子のエネルギーが $\frac{1}{e}$ になる厚さで放射長と呼ばれ、以下のような量である。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137 A} \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (1.12)$$

ここで、 Z , A はそれぞれ電子と相互作用する原子核の原子番号、質量数であり、 N_A はアボガドロ数である。大気では $X_0 \sim 38 \text{ g/cm}^2$ である。一方、電子対生成によるエネルギー損失 $\left(\frac{dE}{dX_{pair}}\right)$ は

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.13)$$

である。つまり、電子の制動放射と光子の電子対生成は同程度の相互作用長である。

電磁シャワーが発達し、1 粒子あたりのエネルギーが小さくなると、大気中の電離損失によるエネルギー損失が優勢になり、あるエネルギー以下になると電子成分が大気に吸収されて粒子数が減少する。このエネルギーを臨界エネルギー E_c と呼び、電子の大気中での臨界エネルギーは $E_c \sim 86 \text{ MeV}$ である [9]。

1.3.2 ハドロンシャワー

一次宇宙線が陽子である場合*3、大気に入射した際に大気の原子核核相互作用を起こし、パイオンやケイオン、陽子、中性子を生成する*4。その後もハドロン相互作用によりシャワー状に粒子が広がっていき、これはハドロンシャワーと呼ばれる。

*3 原子核である場合は、初めの大气原子核との衝突で破砕され、陽子と中性子となる。その後は、一次宇宙線が陽子(中性子)の場合と同様に空気シャワーが形成される。

*4 生成される二次粒子の大半がパイオンで、その次にケイオンが多く生成される。

パイオンはプラスとマイナスの電荷を持つ荷電パイオン π^\pm と中性パイオン π^0 の3種類があり、ほぼ同じ割合で生成される。この中で、中性パイオン π^0 の寿命はおよそ 8.5×10^{-17} sec と短く [1]、光子へ崩壊し、電磁シャワーを形成する：

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1.14)$$

一方、荷電パイオン π^\pm (寿命は 2.60×10^{-8} sec [1]) は

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.15)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.16)$$

のように崩壊し、生成されたミューオンは電子と比べ質量が200倍程度大きいため、制動放射を起こさずに地表に到達する。エネルギーを損失し、エネルギーが小さくなったミューオンは

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.17)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.18)$$

のように電子 (陽電子) に崩壊する。

1.3.3 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は、縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー E_0 の光子 γ が入射した時の空気シャワーの縦方向発達 (電子・陽電子数 N_e) には以下の近似式が用いられる [10]。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.19)$$

ここで、 t は空気シャワーが通過した大気厚さ (単位は大気中の放射長 38 g/cm^2) で、 $y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$ 、 $s = \frac{3t}{t+2y}$ である。 s はエイジパラメーターと呼ばれるもので、シャワーの発達段階を表す。 $s = 1$ で N_e は最大になる。

宇宙線陽子が作る空気シャワーの縦方向発達については以下の式が用いられることが多い [11]。

$$N_e(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda} \right) \quad (1.20)$$

ここで、 N_{max} はシャワーの最大発達時の粒子数、 X_{max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長 ($= 70 \text{ g/cm}^2$) である。 N_{max} は一次宇宙線のエネルギー E_0 に依存している。一次宇宙線の粒子種が異なる場合、その違いは X_{max} 、 X_0 に現れ、一次宇宙線が重い原子核であるほど X_{max} 、 X_0 の値は小さくなる傾向がある*5。図5に 10^{19} eV のエネルギーを持つ陽子の縦方向発達を示す [9]。

1.3.4 空気シャワーの横方向分布

空気シャワーのシャワー軸と垂直な方向の粒子数密度分布を横方向分布 (lateral distribution) という。空気シャワーの横方向分布は電磁シャワーとハドロンシャワーで異なる。

*5 これは、原子核は大気分子 (原子) の原子核との初めの反応でバラバラの陽子・中性子に破碎され、破碎後の個々の陽子・中性子の持つエネルギーが小さいためである。一次宇宙線の質量数を A とおくと、 $X_{max} \propto \ln(E_0/A)$ の関係がある。

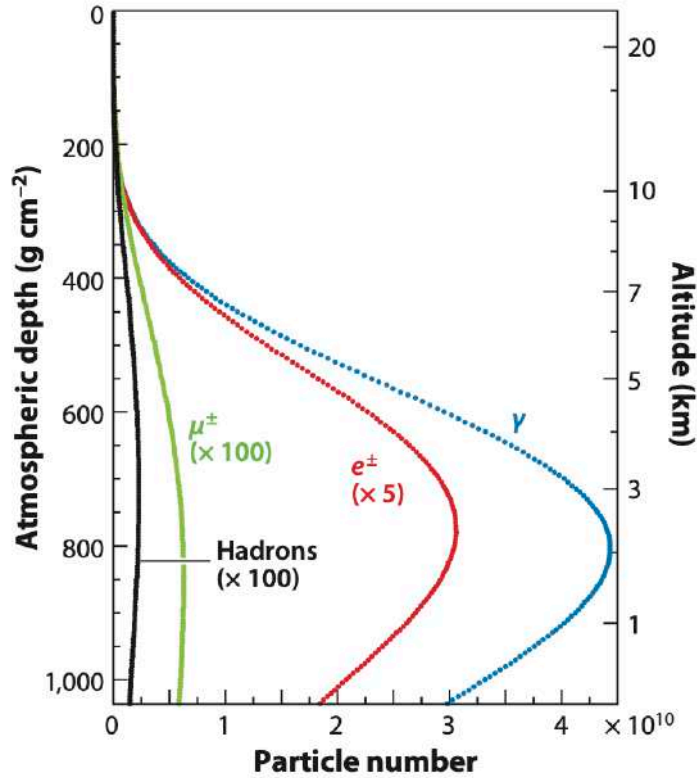


図 5: 10^{19} eV のエネルギーを持つ陽子の縦方向発達 [9]。横軸は粒子数を表し、縦軸は空気シャワーの通過した大気厚さを表す。CORSIKA シミュレーション [12] を用いて計算された結果であり、シミュレーションでは光子、電子 (陽電子) の臨界エネルギーを 0.25 MeV、ミューオンとハドロンを 0.1 GeV として計算している。

電磁シャワーは多重クーロン散乱によって横方向に粒子が広がっていく。電磁シャワーの横方向分布は西村と鎌田によって解析的に求められ [13]、Greisen によって整理された Nishijima-Kamata-Greisen 関数 (NKG 関数)[10] が一般的に用いられる。この関数によると、電磁シャワーのシャワー軸から距離 R 離れた位置での電子数密度 $\rho_e(R)$ は次の式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right) \quad (1.21)$$

ここで、 N_e は総荷電粒子数、 C は規格化定数、 s はエイジパラメーター、 R_M はモリエールユニット*6 (~ 9.3 g/cm²) である。ハドロンによって引き起こされる空気シャワーの電磁成分は、ハドロン成分のない純粋な電磁シャワーとは異なる横方向分布を示す。空気シャワー軸付近では各相互作用により発生した π^0 の崩壊による発達途上の電磁シャワーが主成分になる。一方で、シャワー軸から離れた領域では、ハドロンシャワーの初期に生成された π^0 の崩壊による発達の終わった電磁シャワーが主成分となる。これより、シャワー軸から離れた領域の粒子数密度分布は NKG 関数を外挿することで得られる分布よりもフラットであると考えられる。これを考慮した関数が Linsley により与えられており、シャワー軸からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$

*6 電子が 1 放射長 X_0 進む間に進行方向と垂直方向にズレる距離 (g/cm²) をモリエールユニットという。

は

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.22)$$

と表される [14]。AGASA グループは、電子成分の横方向分布が 1 km より遠いところで減衰しているため、式 1.22 に補正項を加えた以下の式を示した [14]。

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left[1 + \left(\frac{R}{1 \text{ [km]}}\right)^2\right]^{-\delta} \quad (1.23)$$

図 6 に 10^{19} eV のエネルギーを持つ陽子の横方向分布を示す。

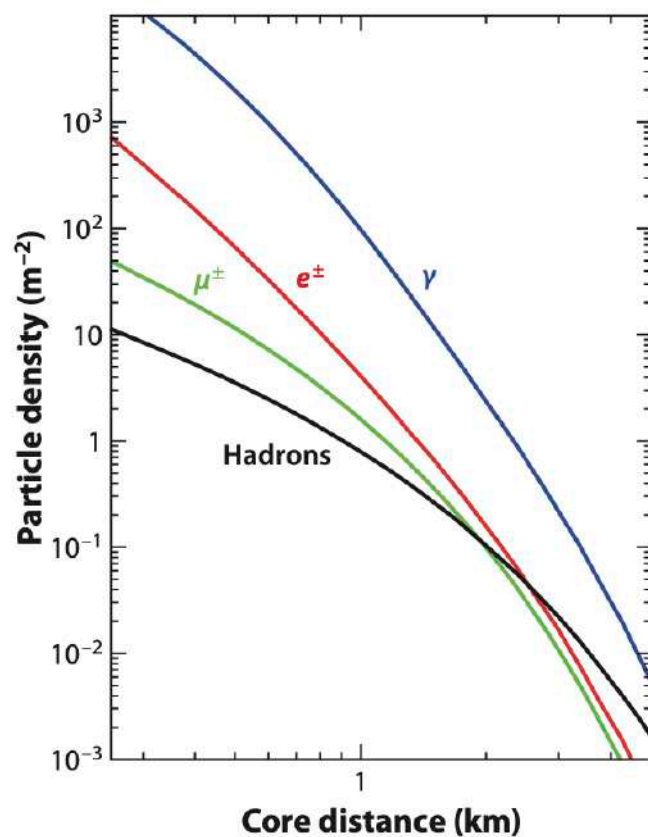


図 6: 10^{19} eV のエネルギーを持つ陽子の横方向分布 [9]。横軸はシャワー軸からの距離を表し、縦軸は粒子数密度を表す。図では大気厚さ 870 g/cm^2 の空気シャワーの横方向分布を示す。

2 テレスコープアレイ実験 (TA 実験)

超高エネルギー宇宙線に関して

- エネルギースペクトルを観測し、GZK カットオフの有無を観測する
- 到来方向を求め、起源天体を同定する
- 組成を特定する

を主な目的としたテレスコープアレイ実験 (Telescope Array experiment, TA 実験) の建設が 2003 年に開始され、2008 年より定常観測を行っている。

TA 実験はアメリカ合衆国ユタ州ミラード郡デルタ市近くの砂漠地帯のおよそ 700 km² の領域に設置された 507 台の地表検出器とそれを取り囲むように 3 か所に建設された大気蛍光望遠鏡ステーションによって構成されている。このような広大な土地に検出器が配置されているのは、10²⁰ eV で 1 粒子 / (km² · year) 程度と、到来頻度の小さい超高エネルギー宇宙線の統計を大きくするためである。また、ユタ州の砂漠地帯が選ばれた理由は広大な土地が確保できるのみではなく、大気が透明で街明かりなどの人工光が少なく大気蛍光望遠鏡による観測に適していることや、飛来する超高エネルギー宇宙線の空気シャワーの最大発達を観測するために適した高度であることがある。

大気蛍光望遠鏡では空気シャワーの縦方向の発達を観測するので、宇宙線のエネルギー測定は地表検出器によるエネルギー測定と比較するとシミュレーションによる依存が少ないという利点がある。ただし、月が出ていない晴れた夜間のみ観測ができるなど、稼働率が 10% 程度だという欠点がある。一方で、地表検出器はエネルギー再構成がシミュレーションに依存するものの、観測が天候に左右されないため、稼働率がほぼ 100% であるという利点がある。テレスコープアレイ実験では、これら 2 つの観測を相補的に用いて高エネルギー宇宙線の解析を行っている。

本章で用いられる略語の一覧を以下の表 1 に示す。

2.1 地表検出器

地表検出器 (Surface Detector, SD) の外観を図 7 に示す。SD はプラスチックシンチレーターを 2 層密封したシンチレーターボックス、データ収集用エレクトロニクス (図 8) やバッテリーを収容するステンレスボックス (図 9)、ソーラーパネル、通信用アンテナより構成されている。また、図 10 に示すように、TA の地表検出器アレイは 3 つに区切られており、それぞれの領域内の SD と通信して SD のデータを取りまとめる通信塔 (図 11) が建設されている。以下で、シンチレーター ボックス内部やデータ収集について述べる。

表 1: TA 実験に関する略語の一覧

略語	正式名称
TA 実験	Telescope array 実験
SD	Surface Detector (地表検出機)
FD	Fluorescence Detector (大気蛍光望遠鏡)
FADC	Flash Analogue Digital Converter
CRC	Cosmic Ray Center
MDCT	Middle Drum Communication Tower
LRCT	Long Ridge Communication Tower
BRCT	Black Rock Communication Tower
Lv-0 トリガー	Level-0 トリガー
Lv-1 トリガー	Level-1 トリガー
Lv-2 トリガー	Level-2 トリガー
MIP	Minimum Ionizing Particle
SDF	Signal Digitizer and Finder
TF	Track Finder
CTD	Central Trigger Distributor
CRAYS	Calibration using RAYleigh Scattering
CLF	Central Laser Facility

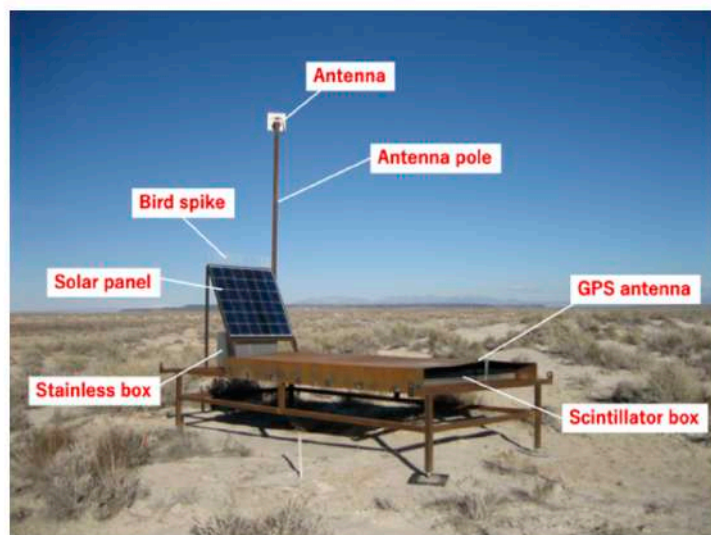


図 7: 地表検出器 (SD) の外観 [15]。シンチレーターボックス (Scintillator box) は金属製の屋根で覆われていて、屋根に GPS アンテナ (GPS antenna) が取り付けられている。シンチレーターボックスの上部にはソーラーパネル (Solar Pnel) が設置されており、ステンレスボックス内に充電用のバッテリーがある。アンテナ (Antenna) は通信塔の方向を向いており、通信塔のデータ収集システムとの情報のやりとりを行う。バードスパイク (Bird spike) は、鳥がソーラーパネルに留まることを防ぐために設置されており、これにより鳥の糞が垂れてソーラーパネルに付き充電量が低下することを防いでいる。

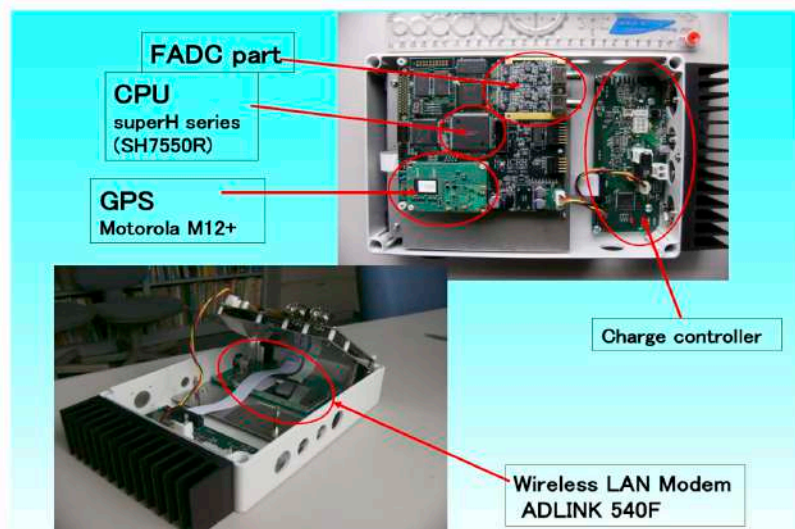


図 8: データ収集用エレクトロニクスの内部構成 [17]。メインボードの FADC には 2 つのインプットがあり、上下層の信号を受け取る。GPS ボードはメインボードの上に、WLAN ボードはメインボードの下に取り付けられている。チャージコントローラーはバッテリーの制御を行い、主にバッテリーの過充電を防ぐ役割を持つ。



図 9: ステンレスボックスの内部 [15]。白いクーラーボックス内にはバッテリー、リポートタイマー、スイッチボードが格納されている。リポートタイマーは SD をリポートさせるための装置で、1 週間に 1 度強制的に作動するようになっている。スイッチボードはバッテリーからの電力の ON/OFF をする役割を持つ。クーラーボックスの上にはエレクトロニクスが固定されている。

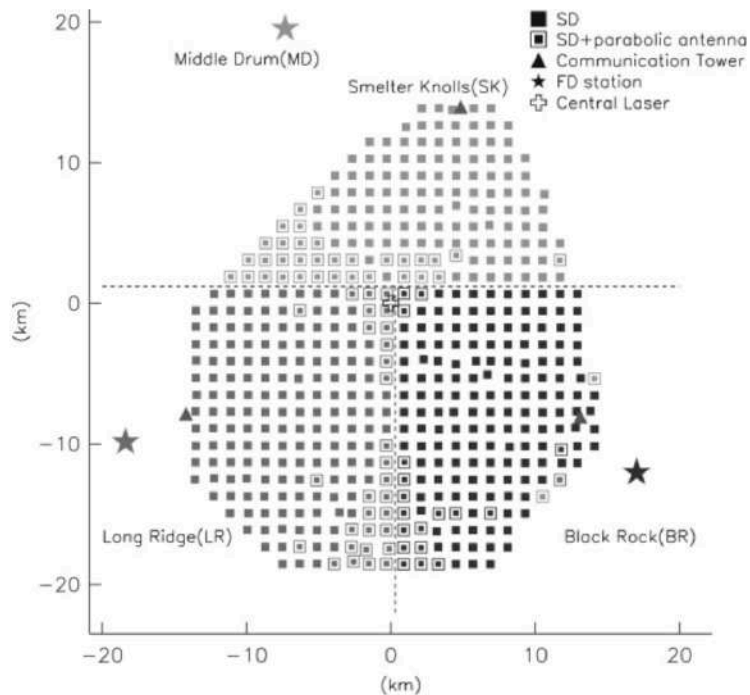


図 10: TA 実験の地表検出機アレイの地図 [18]。四角形は地表検出器を示す。破線で区切られた領域ごとにそれぞれ三角印の通信塔 (MDCT(Middle Drum Communication Tower), LRCT(Long Ridge CT), BRCT(Black Rock CT)) に構築されたデータ収集システムとの通信を行う。星印は大気蛍光望遠鏡を示す。アレイ中央には Central laser Facility(CLF) があり、図中では十字印で示される。

2.1.1 シンチレーターボックス

シンチレーターボックス内部の構造を図 12 に示す。ボックス内部には $1.5 \text{ m} \times 0.25 \text{ m}$ 、厚さ 1.2 cm のシンチレーター (シーアレイ工業社製、CIMS-G2) 4 枚を反射率 90% のタイベックシートでひとまとめに覆ったものが上層に 2 枚、下層に 2 枚の計 4 枚收容されており、検出面積は上層、下層、それぞれ 3 m^2 である。シンチレーターのスペックを表 2 にまとめた。上層と下層の間は 1 mm の厚さのステンレ板で仕切られている。シンチレーターには 2 cm 間隔で溝があり、そこに波長変換ファイバー (クラレ社製、Y-11(200)) がシンチレーター 1 枚あたり 13 本張られている。上層・下層それぞれに張られた 104 本のファイバーは両端をまとめてそれぞれ 1 つの光電子増倍管にグリースで光学的に繋がれている。上層と下層で独立に信号を読み取れるため、コインシデンスをとることでノイズを取り除くことができる。タイベックシートの上部には PMT のリニアリティ測定用の LED が取り付けられており、温度と湿度測定用のセンサーがボックス内の中心の支柱に取り付けられている。

*7 透過スペクトルにおける波長。

*8 アントラセン ($\text{C}_{14}\text{H}_{10}$) で作ったシンチレーターの発光量を基準とする。



図 11: 通信塔の外観の例 [15]。ここでは例として、後述する TA_{x4} の KM サブアレイ用に使用している通信塔 (KMCT) の写真を示す。

表 2: プラスチックシンチレーターのスペック

製品名	CIMS-G2
シンチレーターの板	150 cm × 25 cm × 1.2 cm
原料樹脂	MS-IM-62-01
Wavelength of Maximum Scintillation ^{*7}	420 nm
Scintillation Efficiency	60% Anthracene ^{*8}
減衰時間	3.0-3.2 ns
屈折率	1.5-1.58
密度	1.04 g/cm ³

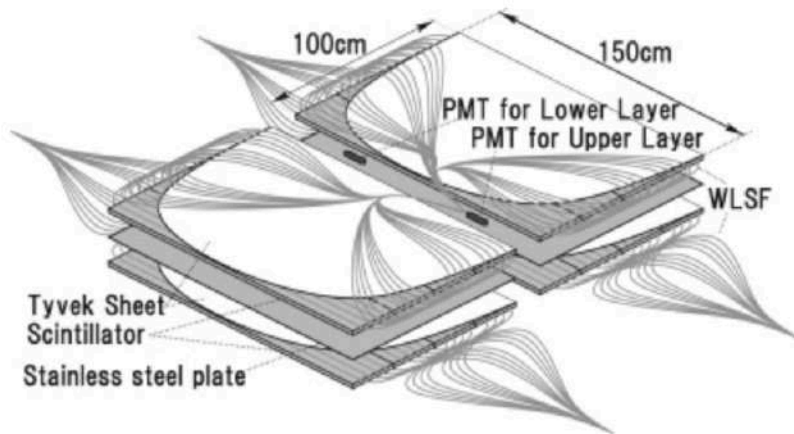


図 12: シンチレーターボックス内部の概略図 [18]。シンチレーターの蛍光を反射するためにタイベックシートで覆っている。図には示していないが、シンチレーター間の光あるいはファイバーからの光を遮るために黒いシートで仕切っている。

2.1.2 SD のデータ収集システム

SD の観測データは各 SD のエレクトロニクスで収集され、それらのデータは各サブアレイを取りまとめる通信塔に送られる。3つの通信塔に送られて各塔に設置されたデータ収集システムで収集されたデータはさらにデルタ市内にある Cosmic Ray Center (CRC) へ送られ、保存される。このデータ収集・送信の間に後述の3つのトリガー判定 (Level-0 トリガー (Lv-0 トリガー)、Level-1 トリガー (Lv-1 トリガー)、Level-2 トリガー (Lv-2 トリガー)) が行われる。ここでは、まず、各検出器の応答の較正に用いられる Minimum Ionizing Particle (MIP) について述べ、次に SD のエレクトロニクスについて述べ、最後にトリガーについて述べる。

Minimum Ionizing Particle (MIP)

図 13 に様々な材質における荷電粒子の運動量と荷電粒子の平均エネルギー損失 ($\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$) の関係を示す。図に示されるように、エネルギー損失には最小値があり、最小エネルギー損失の時 (およそ $\beta\gamma = 3$) の粒子は Minimum Ionizing Particle (MIP) と呼ばれている。

SD を通過する粒子の大半はミューオンであり、大気ミューオンの一粒子が検出器を通過する時のエネルギーデポジットは既知であり、このエネルギー量 (1 MIP) を用いて、SD の応答を較正する。

SD のエレクトロニクス

PMT で増幅された信号はエレクトロニクスに送られる。この際、上層と下層の信号は異なるチャンネルに送られる。エレクトロニクスに送られた信号は Flash ADC (FADC) によって最大 2 V の電圧を 12 bit、50 MHz でデジタルサンプリングされる。つまり、FADC において 1 bin (最小カウント) は 20 ns である。この際、精度をあげるためにローパスフィルタを通して高周波成分は取り除かれる。

各 SD で記録された信号について、下記の2種類のトリガー判定が各 SD の FPGA 内で行われる。

- Lv-0 トリガー

Lv-0 トリガーは以下のような手順で判定される。

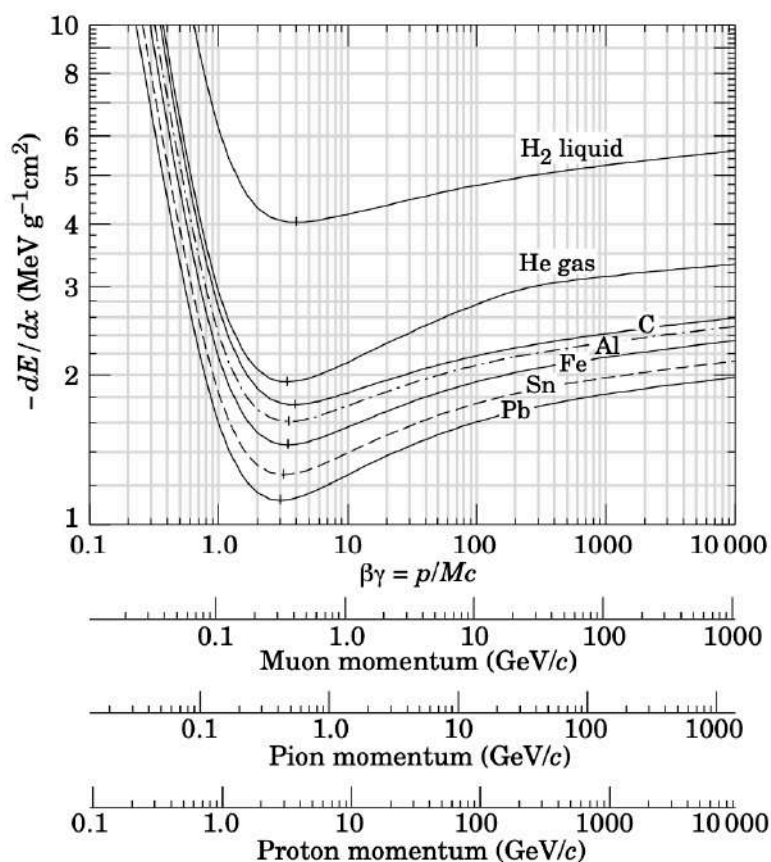


図 13: 様々な材質を通過する際の荷電粒子の運動量と単位厚さあたりの平均エネルギー損失 ($\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$) の関係 [1]。

1. 8 bin (= 160 ns) の FADC の積分値を 8 bin ずつずらしながら計算し、1 秒間の最頻値を計算する。この最頻値を次の 1 秒間の (8 bin 分の) pedestal レベルとする。
2. 8 bin (= 160 ns) の FADC の積分値を 1 bin ずつずらしながら計算し、この 8 bin の積分値から上記の (8 bin 分の) pedestal レベルを引いた値が 0.3 MIP 以上であれば Lv-0 トリガーを生成する。トリガー生成した時間から 64 bin 後までに起こった Lv-0 トリガーは全て無効化される。
3. Lv-0 トリガーが生成されると、生成した bin (8 bin の一番最後の bin) の 32 bin (= 640 ns) 前から 96 bin (= 1920 ns) 後までの合計 128 bin (= 2560 ns) の波形が記録される*⁹。波形はトリガータイミング、波形の積分値、波形の最大値、波形番号、1 PPS (Pulse Per Second) 間のクロック数とともに波形記録専用の SDRAM (Synchronous Dynamic Random Access Memory) に保存される。これらの情報のリストを Lv-0 トリガーテーブルと呼ぶ。

- Lv-1 トリガー

8 bin の FADC 積分値から (8 bin 分の) pedestal レベルを引いた値が 3 MIP より大きい場合は、Lv-0

*⁹ トリガー後 64 bin 後から 128 bin 後までの間に Lv-0 トリガーが生成された場合、波形の重複を防ぐためにトリガー生成時刻が前のトリガー生成時刻の 128 bin 後まで遅らされる。

トリガーに加えて Lv-1 トリガーが発行される。Lv-1 トリガーは後述の Lv-2 トリガーの判定に用いられる。Lv-1 トリガーが発行されると発行時刻や 8 bin の積分値、バッファのポインタが記録される。この情報のまとまりを Lv-1 トリガーテーブルと言う。

タワーエレクトロニクス

TA に建設された 3 か所の通信塔にはタワーエレクトロニクスがあり、それぞれが担当するサブアレイの SD と 1 秒毎に通信を行っている。タワー内部では以下の Lv-2 トリガー判定が行われる。

• Lv-2 トリガー

8 μs 以内に隣接した 3 つの SD が Lv-1 トリガーテーブルを発行していた際、タワーエレクトロニクス内で Lv-2 トリガーが生成される。このトリガーが生成されると、生成時刻の $\pm 32 \mu\text{s}$ 以内の SD の Lv-0 トリガーテーブルを収集する。

Lv-2 トリガーによって空気シャワーが到来したという判定を行う。

トリガー DAQ サイクル

上記トリガー判定とデータ収集は 1 秒ごとに行われており、トリガー DAQ サイクルと呼ばれる。トリガー DAQ サイクルでは、以下のような処理を 1 秒間の間に順番に行なっている。図 14 にトリガー DAQ サイクルの概略を示す。

1. SD は Lv-1 トリガー判定を行い、Lv-1 トリガーテーブルに情報を書き込む。
2. SD はタワーの要求に従い Lv-1 トリガーテーブルをタワーに送信する。
3. 全 SD から Lv-1 トリガーテーブルを受信したタワーは Lv-2 トリガー判定を行う。Lv-2 トリガーが生成されると、タワーは全 SD に Lv-2 トリガーを送信し、SD は Lv-2 トリガーに対応する波形を探索する。
4. SD は Lv-2 トリガーに対応する波形の探索結果をタワーへ送信する。探索結果を受信したタワーは SD に波形送信命令を出し、SD は波形をタワーに送信する^{*10}。

また、SD は上記のトリガー情報、波形に加えてモニタリングデータ (3.2.1 参照) も送信している。

2.2 大気蛍光望遠鏡

TA 実験では大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) ステーションが 3 か所に建設されている (図 10 参照)。

日本グループが建設した 2 か所のステーションそれぞれには 6 基の望遠鏡架台が設置されており、各架台には上下に反射望遠鏡 (18 枚の反射鏡から構成される球面鏡と $16 \times 16 = 256$ 個の PMT (浜松ホトニクス社製 R6234) より構成される PMT カメラからなる) が設置されている。1 ステーションには合計 12 台の望遠鏡が設置されている。視野は仰角 $3^\circ - 33^\circ$, 方位角 108° であり、ほぼ全ての SD を視野に収めている。

PMT の光電面には紫外透過型フィルター (Schott 社製 BG3) が取り付けられていて、窒素分子の発光スペ

^{*10} 波形送信が 1 秒以内に終わらなかった場合、SD はタワーに向かって波形送信が終わるまで 1 秒ごとに波形の残りのデータを送信し続ける。この送信はトリガー情報転送が終わった後の空き時間で行われる。

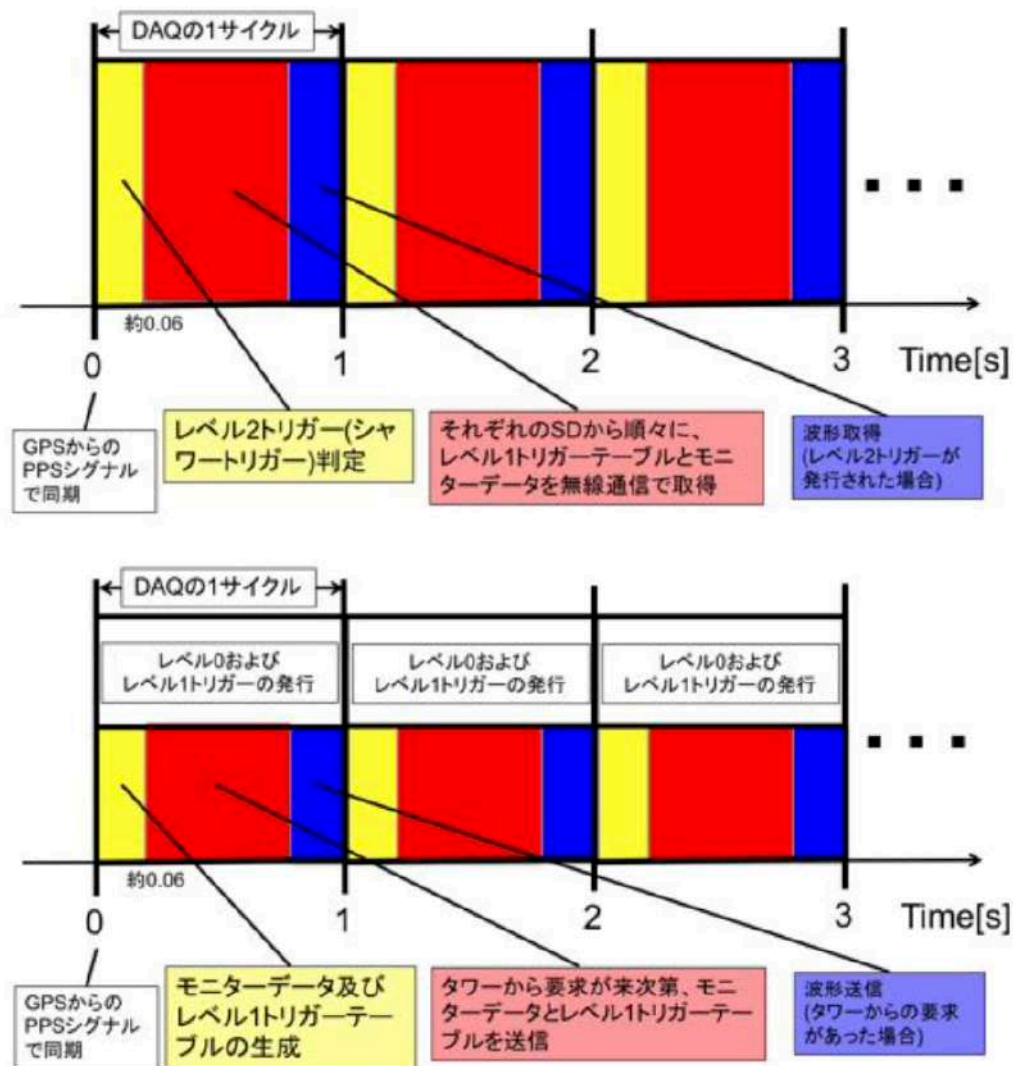


図 14: トリガー DAQ サイクルの概略図 [16]。上はタワーの処理を表し、下図は SD の処理を表す。

クトル (300 nm - 400 nm) 以外の光をカットしている。

2.2.1 FD のデータ収集システム

FD のエレクトロニクスとデータの流れを図 15 に示す。PMT カメラで増幅された信号はまず 500 Ω の抵抗で電圧変換されたあと、ゲイン 5 倍の非反転アンプであるプリアンプに入力される。プリアンプの出力は SDF(Signal Digitizer and Finder) モジュール、TF(Track Finder) モジュール、CTD(Central Trigger Distributor) モジュールに順番に送られ、それぞれでトリガー判定が行われる。それぞれのモジュールでのトリガー判定について述べる。

SDF モジュールでは 12 bit, 40 MHz(1 bin= 25 ns) のデジタルサンプリングが行われている。サンプリングデータは 4 bin(= 100 ns) 毎に積分されバッファに記録される。この積分値がある threshold よりも大きい

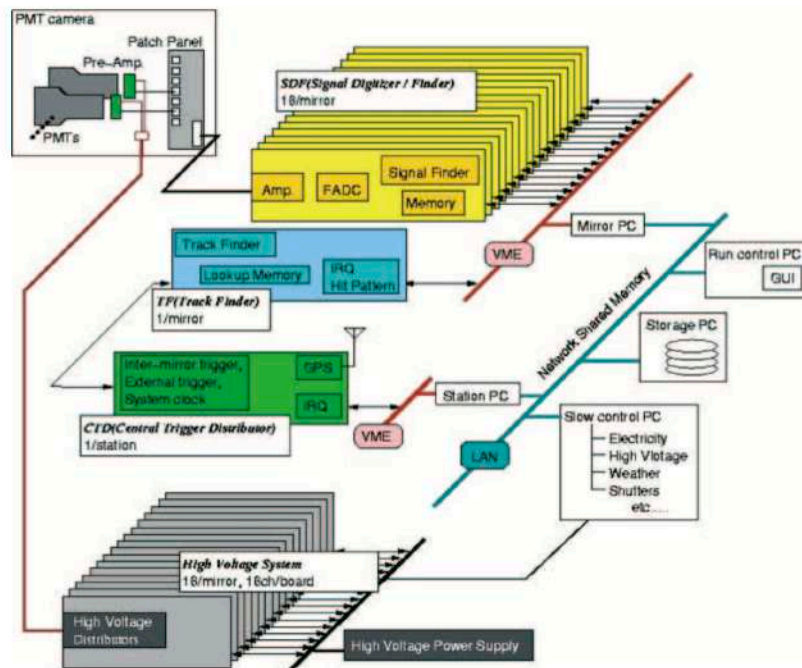


図 15: FD のエレクトロニクスとデータの流れ

場合、ファーストレベルトリガーが生成される。SDF モジュールは各 PMT 毎に 1 つ割り当てられており、反射望遠鏡一台に対して 16×16 の SDF モジュールが取り付けられている。

SDF の 16×16 のトリガー情報は TF モジュールに送られる。TF モジュールでは

- 隣接 5 本以上の PMT が信号を記録
- PMT カメラの端で隣接 3 本以上の PMT が信号を記録している
- 1 本以上の PMT でファーストレベルトリガーが生成されている

のいずれか一つ以上の条件が満たされる場合にセカンドレベルトリガーを生成する。

TF モジュールのトリガー判定は CTD モジュールへ送られる。CTD モジュールは 1 つのステーションに 1 枚割り当てられていて、ファイナルトリガーの判定を行う。ファイナルトリガーが生成されるとその情報がまず TF モジュールや SDF モジュールに送られ、PMT のヒット情報などが記録される。また、ファイナルトリガーが生成されると GPS の時刻が CTD に記録され、ステーション間で同期しイベント観測時刻の決定を行う。

2.3 FD の較正

FD で精度良く観測するためには、PMT の量子効率などの検出器の状態や大気状態を把握しておく必要がある。そのため、TA 実験では以下のような装置・方法が用いられている。

PMT のゲイン較正

1 台の FD において 3 本の PMT は CRAYS(Calibration using RAYleigh Scattering) と呼ばれる光量の絶対値が較正されている光源によってゲインと印加電圧の関係が測定されている (これら 3 本の PMT を基準 PMT と呼ぶ)。基準 PMT の光電面の中心には YAP と呼ばれる絶対光量光源が貼付されている。観測中は、この YAP に対する応答から基準 PMT のゲインがモニターされている。

基準 PMT を基準として他の PMT の較正を行うには Xe フラッシャーが用いられている。Xe フラッシャーは各 PMT への光子フラックスが一様になるように調整された一様パルス光源で、これによって同じカメラ内の全ての PMT のゲインは 8×10^4 にそろえられている。

大気状態のモニタリング

大気状態をモニタリングする方法の一つとして、CLF(Central Laser Facility) が用いられている (図 10 参照)。CLF は 3 つの FD ステーションから等距離に建設されている。CLF が垂直方向に紫外線レーザーを照射し、その側方への散乱光を各 FD で観測することにより大気の透明度を測定する。TA 実験では、30 分に一度この CLF を用いた大気の透明度の測定が行われている。

2.4 TA 実験の現状

エネルギースペクトル

TA 実験の 2008 年 5 月から 2019 年 5 月までの計 11 年間の SD データを用いて測定されたエネルギースペクトルを図 16 に示す。 $10^{18.69}$ eV 付近には ankle と呼ばれるスペクトルの変化が見られる。さらに、 $10^{19.81}$ eV 付近にはスペクトルの急激な減少が見られ、GZK カットオフと矛盾がない。

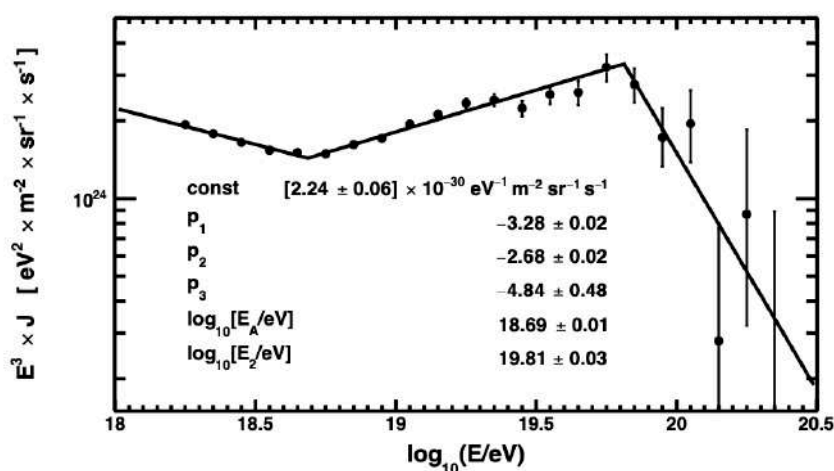


図 16: TA 実験の 11 年間のデータによる超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [20]。

TA 実験は北半球で観測が行われているが、南半球でも Pierre Auger 実験グループが超高エネルギー宇宙線の観測を行っている。これら 2 つの研究グループの高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルの比較を図 17 に示す。いずれの実験でも GZK カットオフが観測されている。 10^{19} eV 程度以下のエネルギースペクトルは系統誤差以内でほぼ一致している [1]。ただし、 10^{19} eV 以上で見られる TA 実験と Auger 実験のカットオフのエネルギーの食い違いが問題となっている [20]。

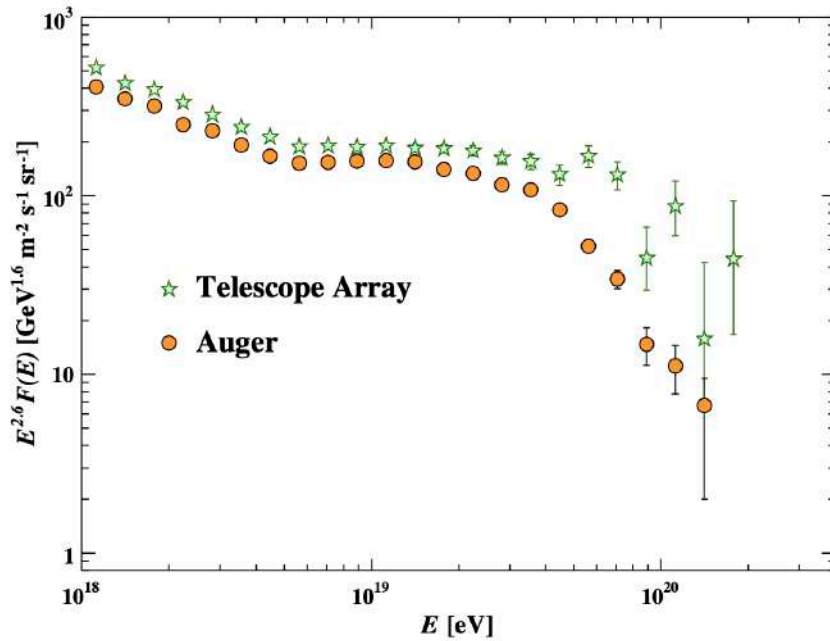


図 17: TA 実験 と Pierre Auger 実験に基づく高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [1]。TA 実験は [20]、Pierre Auger 実験は [19] の結果を用いている。

到来方向とホットスポット

TA 実験では、2008 年から 2019 年までの 11 年間に 57 EeV 以上の宇宙線を 168 イベント観測した。この到来方向を 25° でオーバーサンプリングし、バックグラウンド数に対する有意度を求めたものを図 18 に示す。赤経 144.3° 、赤緯 40.3° の方向に事前確率 5.1σ 、事後確率 2.9σ の有意度を持つ領域があり、この領域はホットスポットと呼ばれている。

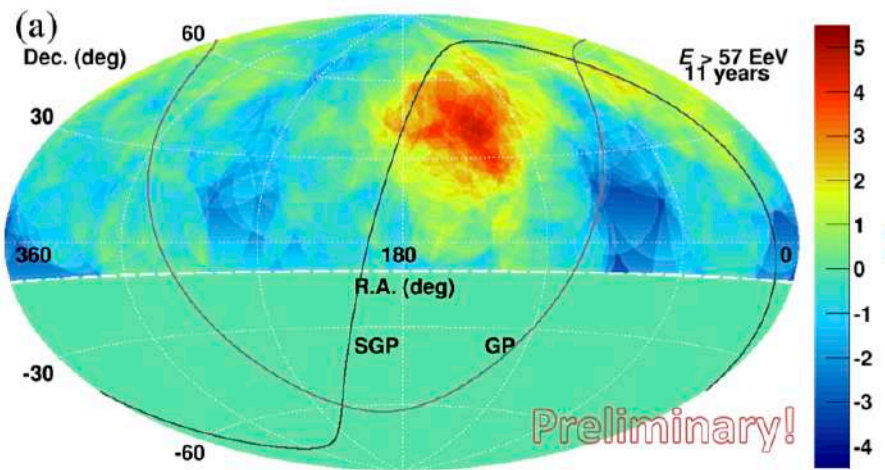


図 18: TA で観測した 57 EeV 以上の宇宙線の到来方向を 25° の視半径でオーバーサンプリングした図 [21] を赤道座標で示す。色は事前確率を表し、図の赤色の領域がホットスポット (観測数が過剰である領域) である。SGP および GP と書かれた黒い実線はそれぞれ超銀河面 (Super Galactic Plane) と銀河面 (Galactic Plane) である。白い破線より上が TA 実験の視野である。

3 テレスコープアレイ拡張実験 (TAx4 実験)

TA 実験の結果を受けて、より大きな統計量を得て超高エネルギー宇宙線の解析を行うために TAx4 実験が始まった。TAx4 実験は 500 台の SD を追加設置して TA 実験の検出面積 (およそ 700 km²) を含めて合計約 3000 km² の検出面積を最終的に計画している (図 19)。SD アレイの間隔は TA 実験の 1.2 km に比べ 2.08 km と広がっている。これは、高エネルギー ($E > 57 \text{ EeV}$) の宇宙線の情報の質を大きく落とすことなく、検出面積を増やすためである。現在、257 台の SD が TAx4 サイトに設置され、TA SD を合わせて TA 実験の約 2.5 倍の有効面積となっている。TAx4 SD アレイのために通信塔が北側のアレイに 3 台^{*11}、南側のアレイに 3 台^{*12}の計 6 台が建設された。さらに、SD と FD で同時観測されたハイブリッドイベントを使った SD の再構成イベントのエネルギースケールの確認と最大発達深さ X_{max} による質量組成の解析のために MD FD サイトと BR FD サイトに FD ステーションが増設された。

3.1 SD の変更点

TAx4 実験で用いられている SD の TA 実験からの変更点について述べる。

- PMT : Electron Tube 社の 9124SA から浜松ホトニクス社の R8619 に変更された。これにより PMT の量子効率が 10% 程度から 19% 程度に改善された。また、リニアリティも改善し、FADC の full range 付近 4000 カウントで 1% ほどしかリニアリティが低下しない (図 20)。TA SD ではリニアリティが 5% 落ちるまでの信号を使うが、TAx4 SD では最大カウントの 4095 カウントまでを使用する。
- クッキー : クッキーとは、ファイバーを集めて固定し、PMT に接触させる部品である。これを透明のアクリル製のものから白色の POM(ポリアセタール、もしくはポリオキシメチレン) 製に変更した。これにより、PMT とファイバーの接続部から逃げていた光が反射されるようになり、集光率が $10.6 \pm 0.6\%$ 増加した [15]。
- Lv-2 トリガー条件 : $8 \mu\text{s}$ 以内に隣接 3 台以上で Lv-1 トリガーを生成するという条件から、 $14 \mu\text{s}$ 以内に隣接 3 台以上で Lv-1 トリガーを生成するという条件へ変更した。これは、TA 実験の SD の間隔 (1.2 km) よりも TAx4 実験の SD の間隔 (2.08 km) の方が広いことによる。

PMT とクッキーの変更により、光電子数が増加したため、TAx4 実験では光ファイバーの本数や取り付けを変更することで光量を保ったまま SD の作成費用を削減した (図 21 参照)。

^{*11} Desert Mountain Communication Tower(DMCT), Keg Mountain CT(KMCT), Smelter Knolls North CT(SNCT)

^{*12} Black Rock Mesa FD CT(BFCT), South Crickets CT(SCCT), Sand Ridge CT(SRCT)

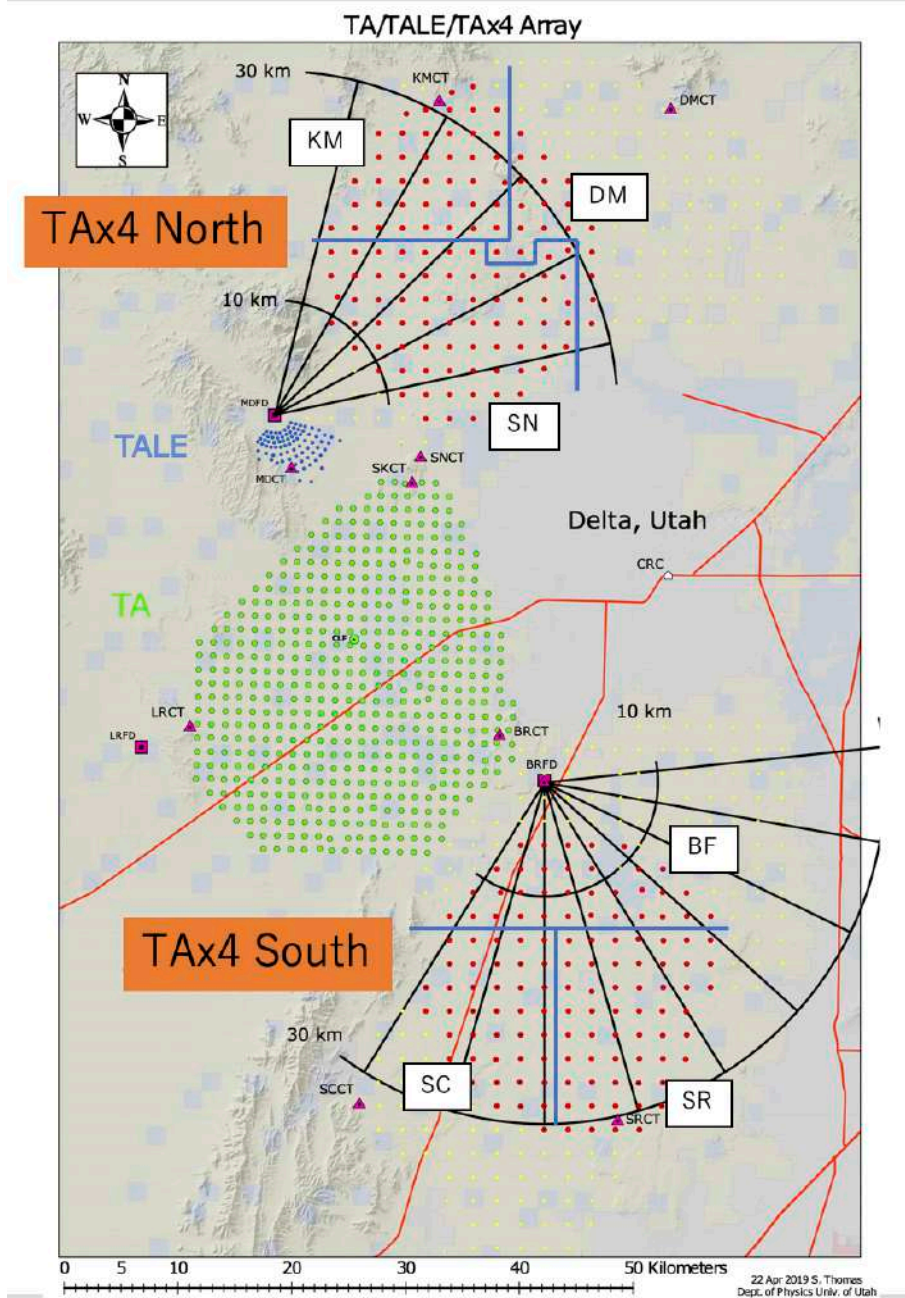


図 19: TAx4 実験のマップ。中央付近の緑色で示した点は TA SD を表す (合計 507 台)。その南と北に示した赤色の点は 2020 年 12 月現在設置されている TAx4 SD を表す (北側は合計 130 台, 南側は合計 127 台)。また、TA アレイの北側と南側の黄色い点は建設予定の TAx4SD を表す (北側は合計 109 台, 南側は合計 154 台)。TAx4SD アレイの青色の境界線は、紫色の三角印の各通信塔がデータ通信を行うサブアレイの区分を示す。

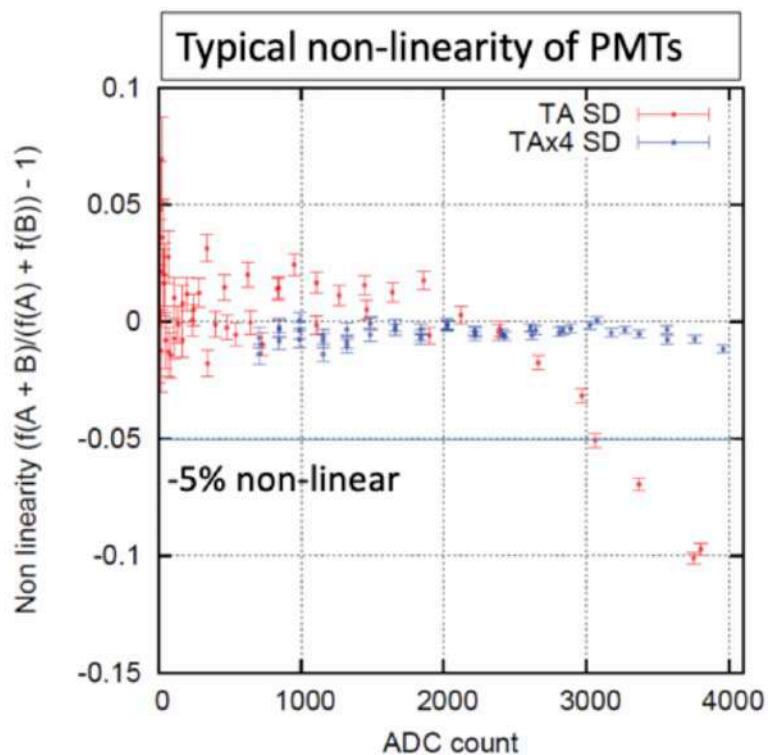


図 20: TAsD の PMT(Electron Tube 社製, 9124SA)(赤色のデータ) と TA_x4SD の PMT(浜松ホトニクス社製, R6234)(青色のデータ) の典型的なリニアリティのテスト結果 [15]。縦軸がこの非線形性を表すパラメーターを、横軸が ADC 値を示す。2つの独立した LED 光源を A, B とし、それぞれを点灯させた時の ADC 値をそれぞれ $f(A), f(B)$ とし、両方点灯させた際の ADC 値を $f(A+B)$ とすると、 $f(A+B)/[f(A)+f(B)]-1$ は PMT の非線形性を表すパラメーターとみなせる (0 が線形性が保たれている状態を表す)。TAsD の PMT では 4095 カウント時点で 10% 程度リニアリティが落ちているのに対し、TA_x4SD の PMT は 4000 カウントではリニアリティが 1% ほどしか低下していない。

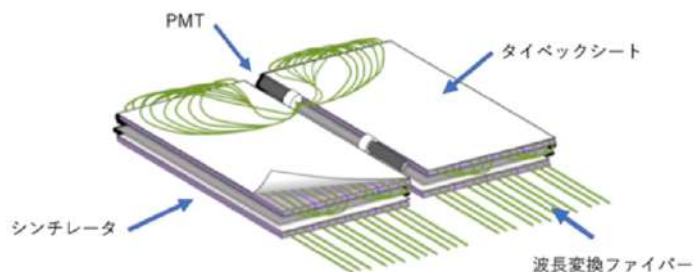


図 21: TA_x4 SD のシンチレーターボックス内部のファイバーの取り回し [15]。TAsD と比較して、ファイバーの長さを 67% 減らすことができた。

3.2 TA_x4 SD モニタリングと較正

TA_x4 SD では、TA SD と同様に各検出器がモニタリングデータを送信し、これをチェックすることで各 SD の状態を把握する。モニタリングデータの計算・記録・送信のプロセスは 10 分間隔のサイクルで行われる。モニタリングデータを見て状態の悪い SD はアクセスリストに追記され、優先順位に従って現地で修復作業が行われる。

3.2.1 モニタリングデータ

ある SD の 8 日間のモニタリングデータを図 22 に示す。以下の情報がモニタリングデータとしてプロットされる。

- GPS 通信数
- GPS のオペレーションモード。通常、これは位置固定モードで運用する (プロットでは、3 が位置固定モードに対応する)
- GPS の状態を表すフラグ
- 10 分間の通信エラー数
- リトライ通信数
- バッテリー電圧、ソーラーパネルの電圧。バッテリーの電流値
- バッテリー、チャージコントローラー、SD、ボードの温度
- 各層の pedestal の値とその標準偏差^{*13}
- 各層の 1MIP ピーク
- Lv-0, Lv-1 トリガーレート

3.2.2 pedestal ヒストグラムと 1MIP ヒストグラム

SD では、pedestal の値とその標準偏差や 1 MIP が何 FADC カウントに相当するかを計算するためにそれぞれヒストグラムが生成されている。図 23 に pedestal ヒストグラムと 1MIP ヒストグラムを示す。

pedestal ヒストグラム

SD の FPGA では 8 タイムスライス毎に FADC 値の 8 タイムスライスの積分値を求めている。これを 10 分間集めたヒストグラムが 10 分間隔で作られ、その最頻値を 8 で割ったものをモニタリングデータの pedestal としてプロットしている。また、8bin 積分値の標準偏差を $\sqrt{8}$ で割ったものを 1bin 辺りの標準偏差としてプロットしている。

各 SD では、pedestal が 5FADC カウント程度になるように調整されている。また、週に 1 度の自動リポート (各 SD の PC が自動的にシャットダウンし、自動的に再起動すること) では、リポート後に pedestal が 5FADC カウント程度になるように電圧が調整される。

1MIP ヒストグラム

^{*13} これらの pedestal に関する値は pedestal ヒストグラムより計算されている。pedestal の標準偏差としては、各 bin の pedestal は独立であるとして 8 bin 積分値の標準偏差を σ_{8bin} として、 $\sigma = \sigma_{8bin}/\sqrt{8}$ の値をプロットしている。

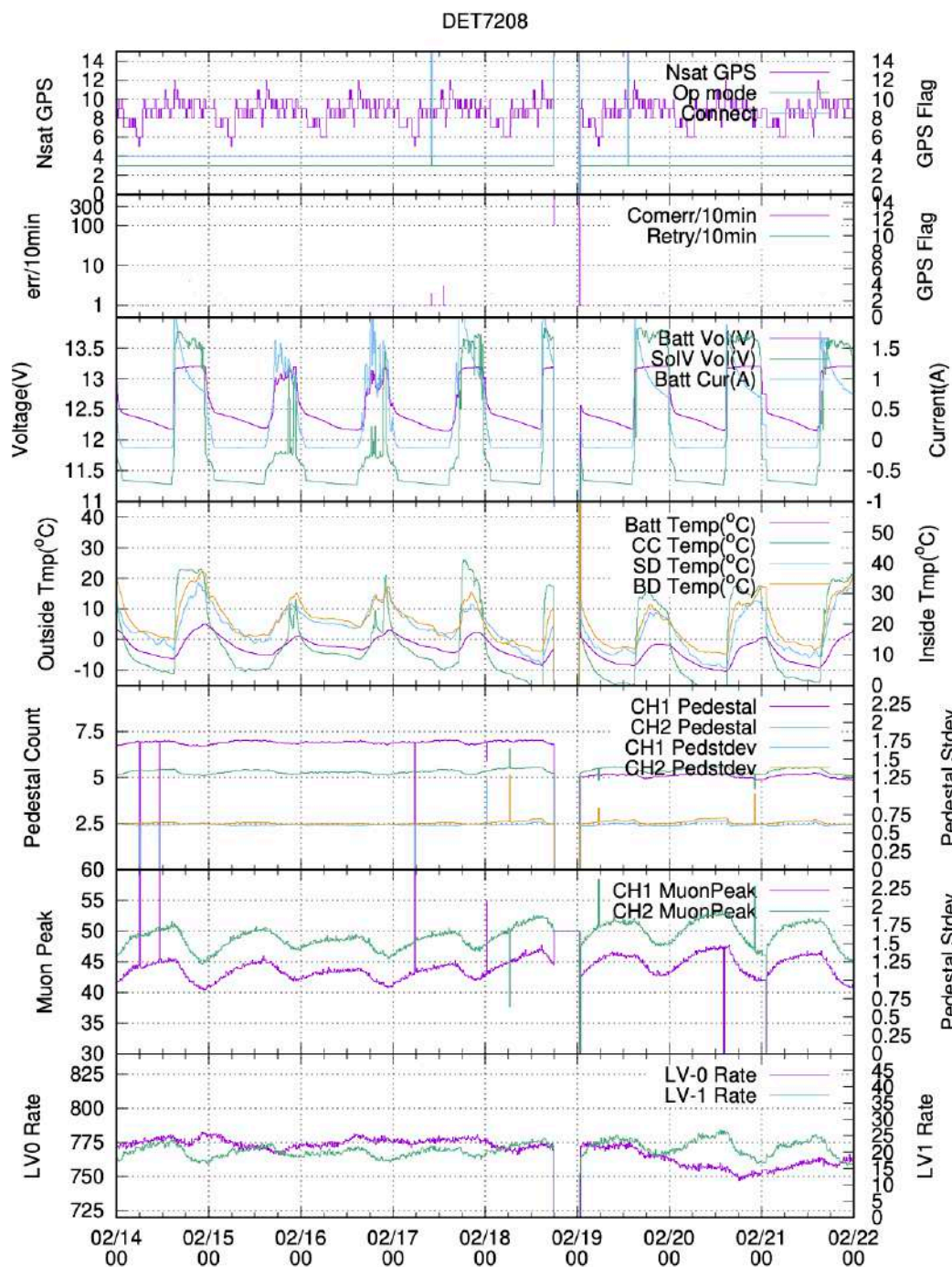


図 22: KM サブアレイの検出器 7208 のモニタープロット。2019 年 2 月 14 日から 2 月 21 日までの 8 日間のモニターデータをプロットしている。横軸は協定世界時 (Coordinated Universal Time, UTC) に基づく時刻である。UTC はユタ州の夏期の標準時である山岳部夏標準時 (Mountain Daylight Time, MDT) より 6 時間進んでおり、日本標準時 (Japan Standard Time, JST) より 9 時間遅れている。上から、通信している GPS 数と GPS の状態、10 分間の通信エラー数とリトライ数、各種電流値・電圧値、各種温度、pedestal 値とその標準偏差、1MIP ピーク値、各種トリガーレートを表す。

また、SD の FPGA 内部では、Lv-0 トリガー毎にトリガー前 4 タイムスライスからトリガー後 8 タイムスライスの合計 12 タイムスライス分の波形の積分値を求めている。これを 10 分間集めたヒストグラムが 10 分間隔で作られ、そのピークが “Muon Peak” としてモニタリングされる。

SD を通過する宇宙線の大半はミューオンであり、さまざまなエネルギーを持っているが、それを平均した形で MIP を測定することにより、SD を較正している。各 SD では、1 MIP が 45 FADC カウント程度になるように PMT のゲインが調整されている。

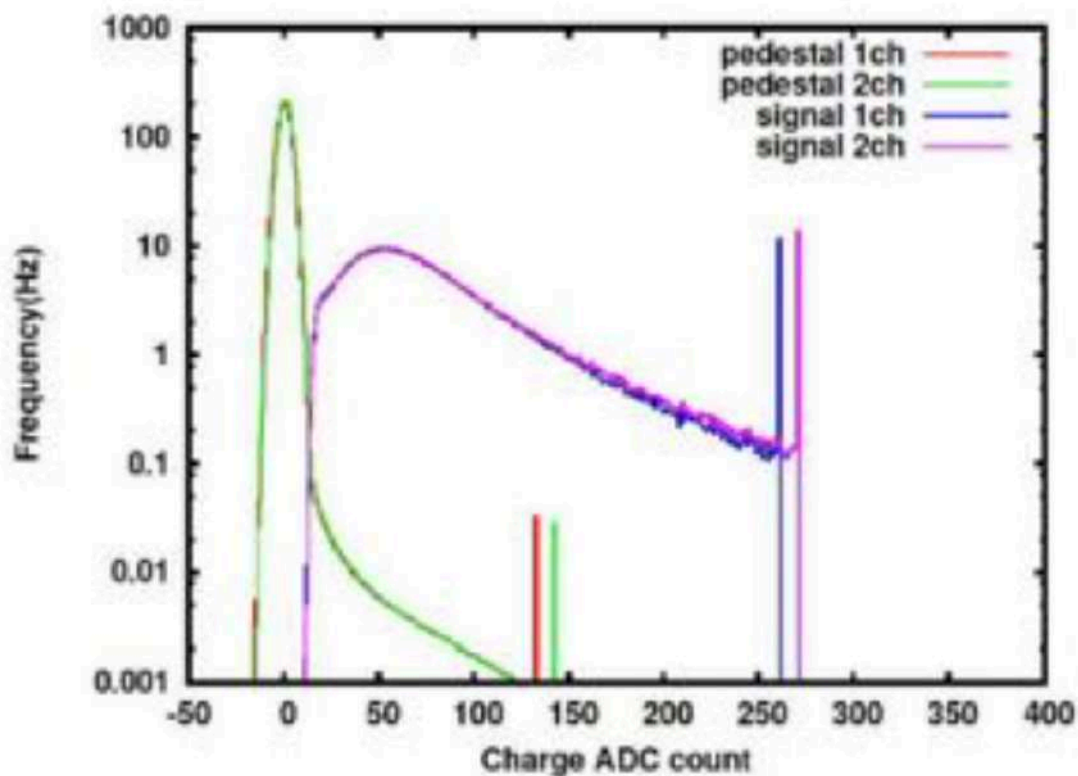


図 23: pedestal 分布と 1 MIP 分布 [16]。緑色と赤色のヒストグラムがそれぞれ上層・下層の pedestal ヒストグラムを表し、紫色と青色のヒストグラムがそれぞれ上層・下層の 1 MIP ヒストグラムを表す。1 MIP ピークのヒストグラムでは、pedestal の FADC の最頻値が引かれたものがプロットされている。それぞれのヒストグラムの右端にオーバーフローのピークが見られる。

4 TAx4 SD モンテカルロ (MC) シミュレーション

宇宙線のフラックスを観測データから導く際、検出器のアパーチャー^{*14}を知る必要がある。そして、アパーチャーは宇宙線のエネルギーに強く依存するのみならず、SD アレイの形状や各 SD の状態にも依存し、解析的に求めることは非常に難しい。そこで、空気シャワー発達や実際のキャリアレーションデータを用いた検出器応答、トリガー判定などをモンテカルロシミュレーション (MC シミュレーション)^{*15}で行うことにより、各エネルギーにおけるアレイのアパーチャーを計算する。また、宇宙線フラックスの計算のためだけではなく、エネルギーや角度分解能を計算するためにも MC シミュレーションが利用される。この章では SD の MC シミュレーションについて述べる。

4.1 空気シャワーシミュレーション

MC シミュレーションではまず、空気シャワーのシミュレーションを行う。本研究では空気シャワーシミュレーションツールである CORSIKA[12] を使い、ハドロン相互作用としては高エネルギー (80 GeV 以上) において QGSJETII-04[22]^{*16}、低エネルギー (80 GeV 未満) において FLUKA[23] を用いた。空気シャワーのシミュレーションでは、インプットとしてプライマリの

- 粒子種 (陽子もしくは鉄原子核)
- エネルギー
- 到来天頂角 (今回は $0^\circ < \theta_{gen} < 60^\circ$)

が与えられる。このインプットに対し、ハドロン相互作用モデルに基づいて空気シャワーがシミュレートされ、アウトプットとして出力される。

4.1.1 Thinning

空気シャワーでは非常に多くの粒子の反応が起こっており、それら全てをシミュレーションで行うには膨大なメモリと計算時間が必要になる。この計算量を減らしながらシミュレーションの質を落とさないためにシニング (thinning) と呼ばれる技術が用いられている。thinning とは、粒子の反応によって生じた二次粒子をいくつか減らし、減らした分の重みを残った粒子に付けることで計算する粒子数を減らす技術である。重みによって粒子を減らす前とあとでエネルギーは等しくなっている。

4.1.2 Dethinning

thinning を行った空気シャワーは、thinning を行わなかった場合に対して粒子数が少なく、また広がりも異なる。そのため、このままでは現実的な空気シャワーとしては扱えない。そこで、thinning されたシャワーの重みから粒子数を戻すデシニング (dethinning) と呼ばれる技術が用いられる。

dethinning では、重みのついた粒子から重みの分の粒子を復元する。復元された粒子は元の粒子の軌道を

^{*14} アパーチャー (aperture) とは、ある観測システムの検出面積を S 、視野の広さ (立体角) を Ω とした時、 $S\Omega$ で表される。

^{*15} あるシステムの振る舞いを乱数を用いて模擬したシミュレーションのことをモンテカルロシミュレーション (Monte Carlo simulation) と言う

^{*16} これまで TA SD のシミュレーションでは QGSJETII-03 を使っていたが、TAx4 SD では更新された QGSJETII-04 を使用した。

中心としたガウス分布に従う角度をもち、元の粒子のエネルギーを中心としたガウス分布に従うエネルギーを持つ。これらの復元の際のガウス分布の幅や、dethinning を適用するシャワー軸からの距離や高度といったパラメータは、thinning しなかった場合のシャワーに合うように最適化されている。そのため dethinning を行った空気シャワーは thinning を行わなかった空気シャワーをよく再現する [24](図 24 参照)。

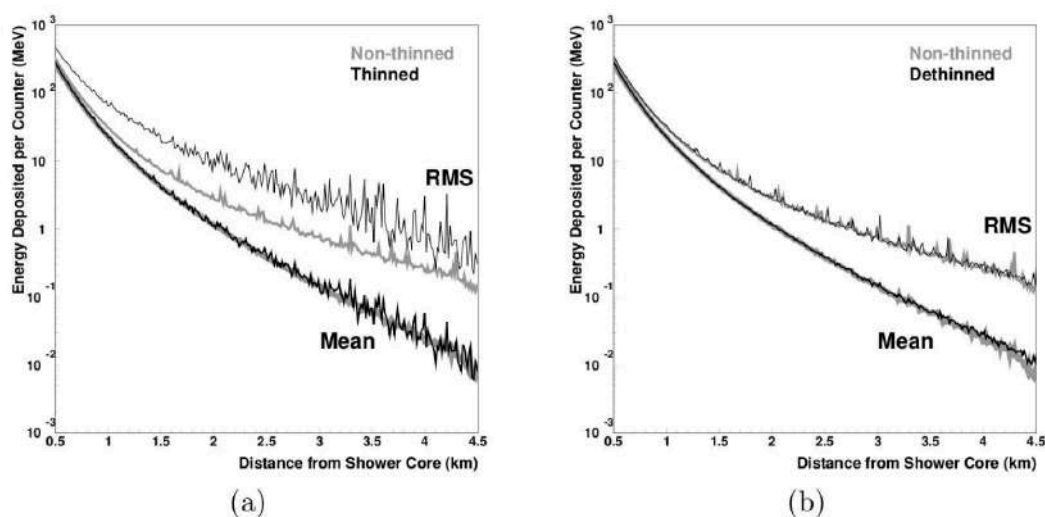


図 24: 10^{19} eV, 天頂角 45° の陽子による空気シャワーの粒子数の横方向分布 [25]。(a) thinning されたシャワーと thinning されていないシャワーとの比較。(b) thinning の後に dethinning されたシャワーと thinning されていないシャワーとの比較。

4.2 検出器におけるエネルギーデポジット

TA 実験では CORSIKA で生成された空気シャワー情報を基に、各検出器にどれだけのエネルギーがデポジットされたかのシミュレーションが行われた。TAx4 SD でも同様に行なった。粒子が検出器の上下層それぞれのシンチレータにどれだけのエネルギーをデポジットしたかは、物質中の粒子の飛跡のシミュレーションをする GEANT4[26] というツールを用いて計算されている。CORSIKA アウトプットに対して毎回 GEANT4 シミュレーションを行うのは時間がかかるため、予め入射粒子に対するデポジットされたエネルギーのリスト (“eloss_sdgeant”) を作り、このリストを用いて検出器へのエネルギーデポジットへ変換している。これにより、検出器シミュレーションを効率よく行っている。

“eloss_sdgeant” は以下のように作られる。

1. 粒子種^{*17}、エネルギー^{*18}、天頂角 θ ^{*19} の組み合わせを一つ選び、以下の 2. から 4. の手順を 1.2×10^6 回繰り返す。これを全ての組み合わせに対して行う。

^{*17} γ , e^\pm , μ^\pm , p , n , π^\pm から一つ選ぶ。

^{*18} γ に対しては 63 の異なるエネルギー ($10^{4.7}$ eV から 10^{11} eV まで ($\log_{10} E = 0.1$ 間隔)), π^\pm に対しては 49 の異なるエネルギー (10^6 eV から $10^{10.9}$ eV まで)、それ以外 (e^\pm , μ^\pm , p , n) に対しては 50 の異なるエネルギー (10^6 eV から 10^{11} eV まで) から選ばれる。

^{*19} 7 種類 ($\sec(\theta) = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$) から選ぶ。 $\sec(\theta) = 1.0$ は $\theta = 0^\circ$, $\sec(\theta) = 4.0$ は $\theta = 75.52^\circ$ を表す。

2. 6 m × 6 m の領域の中心に TA 実験 (TAx4 実験) で用いられている SD(1.5 m × 2 m) を配置する (図 25)。
3. 6 m × 6 m の領域からランダムに座標 (X,Y) を選ぶ。
4. 天頂角 θ とランダムに選ばれた方位角 ϕ を持つ粒子を (X,Y) を通るように入射させ、GEANT4 によるエネルギーデポジットを上下層それぞれに対して計算する。

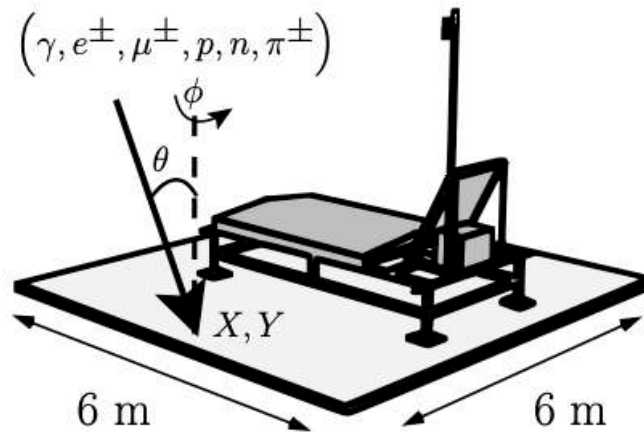


図 25: 入射粒子が検出器にデポジットするエネルギーのリスト (“eloss_sdgeant”) を作るためのセットアップを表した図 [25]。タイルの大きさは 6 m × 6 m で、中心に SD が設置される。X,Y は入射粒子の降る座標を、 ϕ は方位角を表し、それぞれランダムに決定される。

このようにして作られたリスト (2次元ヒストグラム) を一部の組み合わせについて図 26 に示す。図では、エネルギーの単位を MeV で示しているが、リストのデポジットエネルギーは 0.01 VEM^{*20} を 1 単位としている。

CORSIKA の (dethinning された) アウトプットは、地上で 6 m × 6 m の領域 (タイルと呼ぶ) が 2800 × 2800 集まった 16.8 km × 16.8 km の領域に納められ、各タイルに分割される。それぞれのタイルにおいて、そのタイルに入射した粒子情報と “eloss_sdgeant” を用いてエネルギーデポジットが 20 ns 毎に計算される。20 ns 毎に計算されるのは、FADC のデジタルサンプリングが 50 MHz であり、実際の観測でデジタル化された信号は 20 ns を 1bin としているためである。ある CORSIKA アウトプット (陽子, $E_{gen} = 316.2$ EeV, $\theta_{gen} = 35.38^\circ$) における “eloss_sdgeant” によるエネルギーデポジットのシミュレーション結果を図 27、図 28 に示す。図のエネルギーデポジットは、時間で積分した値を表している。

^{*20} VEM (Vertical Equivalent Muon の略) は、エネルギーデポジットの大きさを表す単位で、ある物質に垂直に通過する MIP のミュオンがその物質に落とすエネルギーの大きさを 1 VEM として物質ごとに定義される。また、ある検出器に MIP のミュオンが垂直に通過した際の検出器の信号の大きさを 1 VEM として定義する時もある。

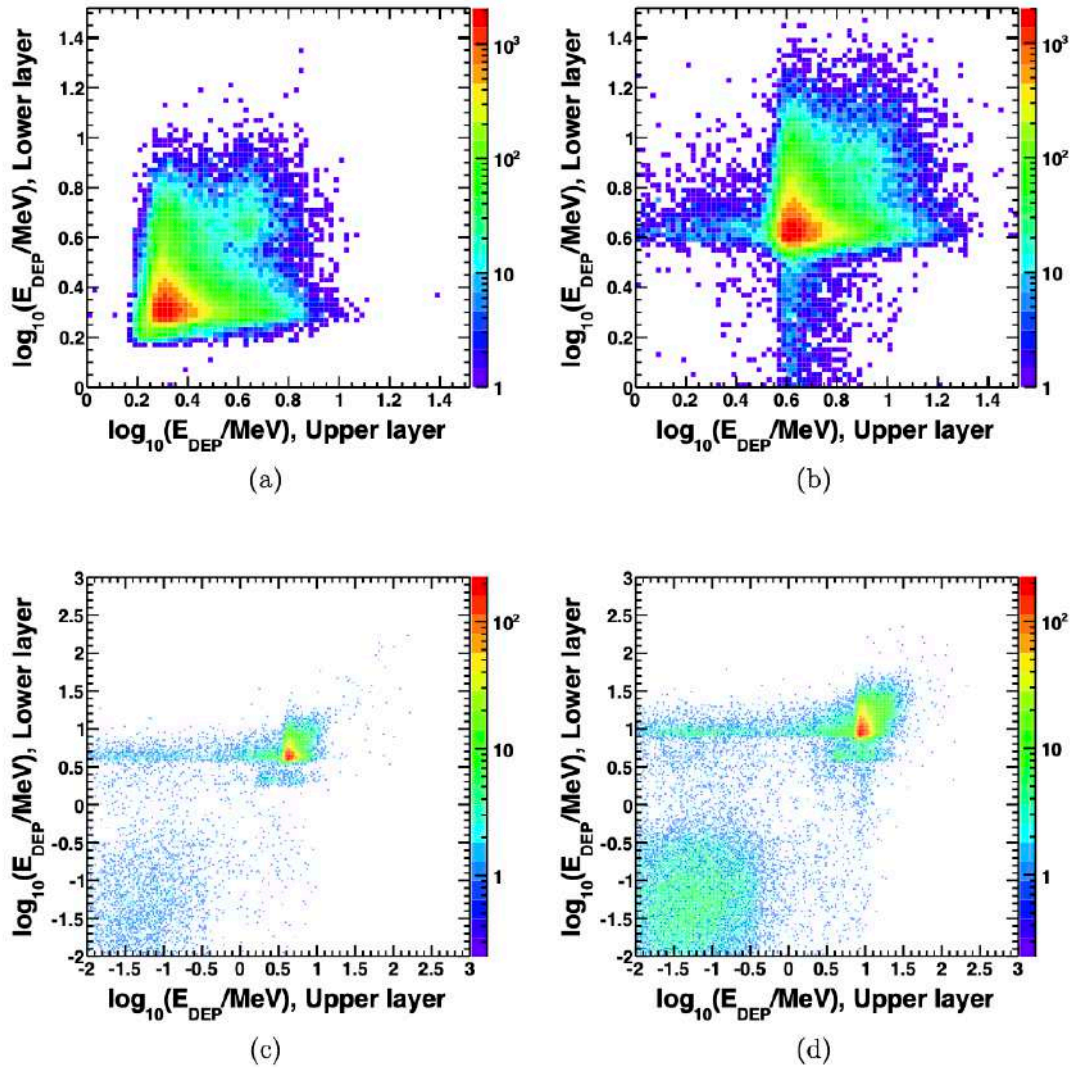


図 26: エネルギーデポジットの 2 次元分布 (“eloss_sdgeant”) の例 [25]。横軸と縦軸はそれぞれは上層・下層へのエネルギーデポジットを表す。色が度数を表す。赤色が多く、青色が少ないことを示す。(a) : $\mu^+, \sec(\theta) = 1.0$, (b) : $\mu^+, \sec(\theta) = 2.0$, (c) : $\gamma, \sec(\theta) = 1.0$, (d) : $\gamma, \sec(\theta) = 2.0$ 。

4.3 検出器の応答およびトリガーシミュレーション

検出器の上下層への時間 bin 毎のエネルギーデポジットの後には、各検出器でそのエネルギーデポジットがどのように信号に変換されるかがシミュレーションされる。その後、トリガー判定のシミュレーションが行われる。この応答シミュレーションの際に初めて実際のアレイ配列が考慮される。また、応答シミュレーションの際に実際のキャリブレーションデータが用いられる。このシミュレーションによって実際の観測データと同じフォーマットのアウトプットを得る。

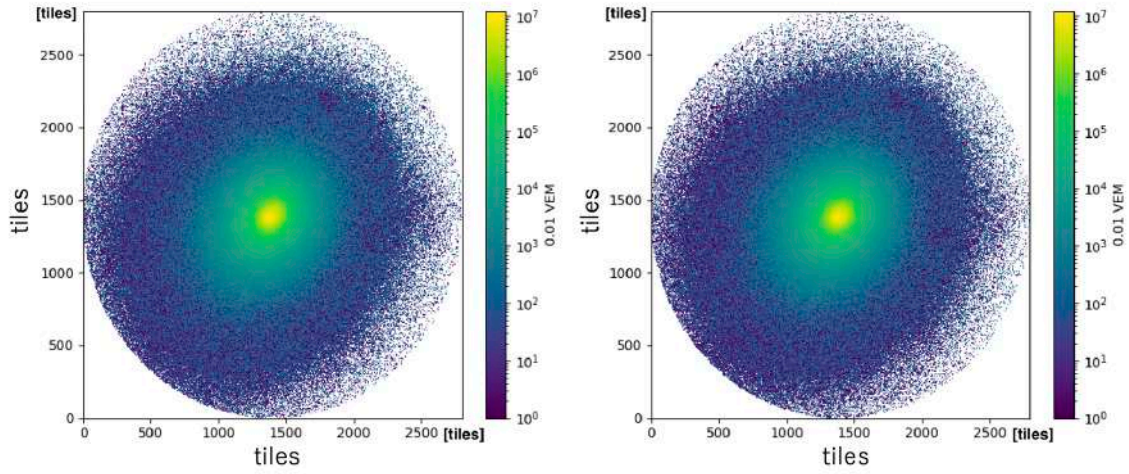


図 27: エネルギーデポジットの 2 次元分布 (“eloss_sdgeant”) によるエネルギーデポジットのシミュレーション結果 (陽子, $E_{gen} = 316.2$ EeV, $\theta_{gen} = 35.38^\circ$)。左図は上層のエネルギーデポジットを、右図は下層のエネルギーデポジットを表す。縦軸・横軸はタイルの数を表していて、各辺 2800 のタイルが並んでいる (つまり、各辺の長さは $6 \text{ m} \times 2800 = 16.8 \text{ km}$ である)。エネルギーデポジットの大きさを色で表していて、単位は 0.01 VEM である。直径 16.8 km の円より外ではエネルギーのデポジットされているタイルがないが、これはシミュレーション上で直径 16.8 km より外の領域ではエネルギーデポジットを計算しないためである。

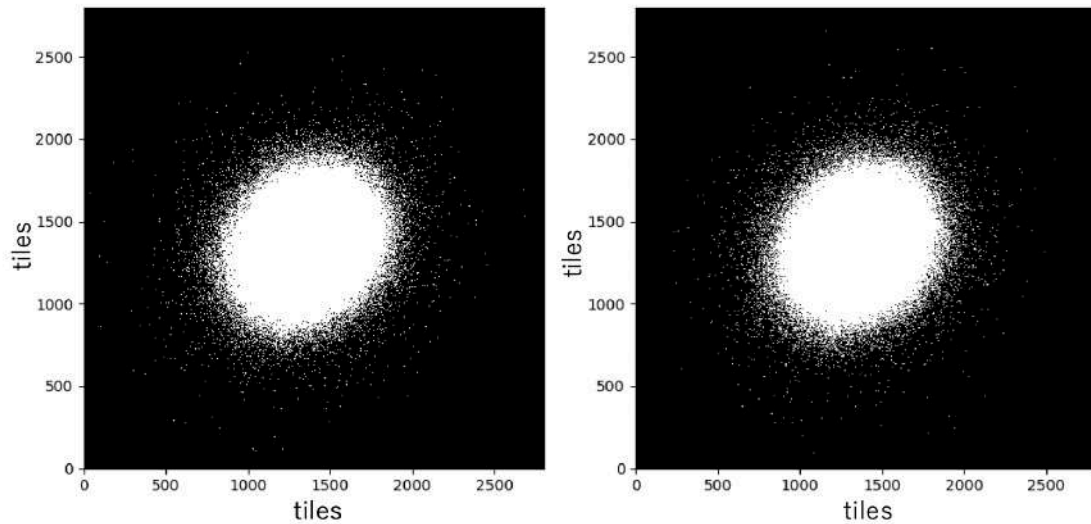


図 28: 図 27 を 3 mip を境に 2 つの色に分けた図。 3 mip 以上のエネルギーがデポジットされたタイルは白色で、 3 mip 未満のタイルは黒色で表す。ここで、 $1 \text{ VEM} = 2.05 \text{ MeV}$, $1 \text{ MeV} = 19 \text{ FADC}$, $1 \text{ mip} = 50 \text{ FADC}$ として、 $3 \text{ mip} = 3.85 \text{ VEM}$ とした。図より、 $E_{gen} = 316.2 \text{ EeV}$ ではコア中心から半径 3 km 程度の円内で 3 mip 以上のエネルギーがデポジットされていることがわかる。

キャリブレーションデータ

SD のキャリブレーションデータは、各検出器で 10 分単位で記録されている。キャリブレーションデータに記録されている変数を表 3 にまとめる。

表 3: キャリブレーションデータに記録されている変数の一覧。以下の他にも、検出器の通し番号、日付が記録されている。それぞれの変数が各検出器に対して 10 分単位で記録されている。

変数	説明
mevpoisson	PMT の光電子数に揺らぎを与える際に用いられる変数
one_mev	1 MeV あたりの FADC 値
mip	1 mip あたりの FADC 値
fadc_ped	FADC のペDESTAL 値
fadc_noise	FADC のノイズの大きさを表す変数* ²¹
pchped	8 タイムスライスの FADC 積分値の最頻値
lhpcped	pedestal ヒストグラムのピークの半分の高さでのカウント数のうち、値の小さいもの
rhpcped	pedestal ヒストグラムのピークの半分の高さでのカウント数のうち、値の大きいもの* ²²
mftndof	1 mip peak フィッティングの自由度
mftchi2	1 mip peak フィッティングの χ^2 の値

表 3 以外にも、各検出器の通し番号や日付*²³が記録されている。キャリブレーションデータ 10 分毎にまとめられているが、時間情報は日付のみであり、10 分単位の時間は同じ日付のデータの中で何番目に位置しているかで判断される。

検出器のタイル当てはめ

まず、実際のアレイの位置情報を元に、各検出器が 2800×2800 タイルのどこに対応するかを決定する。この際、アレイをランダムに並行移動、回転させてタイルとの対応を決め (図 29)、各検出器に対応するタイルのエネルギーデポジット情報を与える。並行移動はコアポジションの決定を意味し、回転はシャワーの方位角 ϕ_{gen} の決定を意味する。また、読み込んだキャリブレーションデータのどの時刻にシャワーを降らせるかをランダムに決める。以降、キャリブレーションデータを用いる際は、決定した時刻のキャリブレーションデータを用いる。シャワーを降らせる時刻でキャリブレーションデータがない検出器は dead 判定され、エネルギーデポジット情報を与えない。

エネルギーの FADC 変換

各検出器のエネルギーデポジットが FADC 値に変換される際、以下のような手順が踏まれる。信号は 20 ns の時間 bin で扱われる。

1. エネルギーの単位を VEM から MeV に変換する。この際、PMT の光電子数のポワソン分布に従うゆらぎが考慮される。TA SD のシミュレーションではこれに加えて PMT の非線形性も考慮されてい

*²¹ "rhpcped - lhpcped" は pedestal ヒストグラム (8 タイムスライスの FADC 積分値ヒストグラム) の FWHM を表す。

*²² MC シミュレーションでは、平均 0、標準偏差が fadc_noise のガウス分布に従って FADC pedestal にノイズが与えられる。

*²³ 2008 年 4 月 18 日を 0 とし、それからの日数を表した値。例えば、2019 年 10 月 8 日 (2008 年 4 月 18 日の 4191 日後) のキャリブレーションデータには日付として 4191 が記録されている。

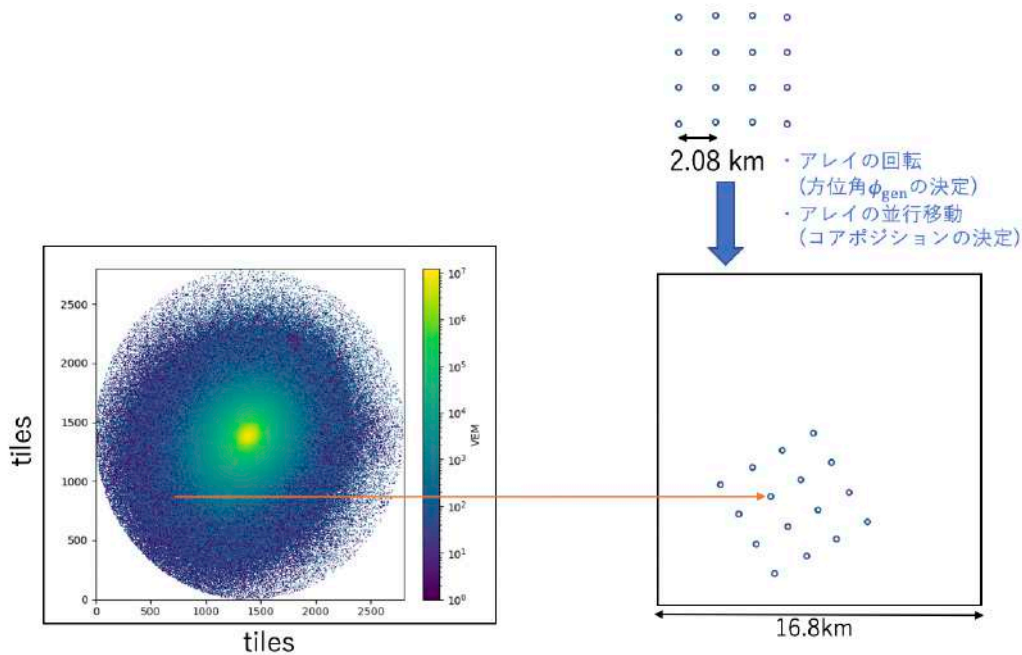


図 29: 4×4 台のアレイの場合、検出器のアレイ当てはめの様子。アレイを平行移動・回転させ、それぞれの検出器を含むタイルのエネルギーデポジット情報を検出器に渡す。アレイの平行移動はコアポジションの決定を、回転は方位角 ϕ_{gen} の決定を意味する。

た^{*24}が、TAX4 SD では前述のように PMT の線形性が改善され、FADC 値の最大値 (4095 カウント) まで十分に保たれるため、非線形のシミュレーションは行わない。

2. FADC 値のペDESTAL値とガウス分布に従うノイズをキャリブレーションデータに従い足す。また、大気ミューオンもランダムに FADC 値として足される。
3. FADC 値をエレクトロニクスの応答関数 (図 30) で畳み込む。つまり、FADC の信号を S_i (i は時間 bin のラベル) として、応答関数を R_i ($0 \leq i \leq 11$) として、畳み込んだ後の FADC 値は $S'_i = \sum_{j=0}^{11} S_{i-j} R_j$ となる。
4. FADC 値のサチュレートを考慮する。FADC 値の最大値は 4095 であるため、それ以上の FADC 値は 4095 とされる。

このようにして、各検出器で FADC の波形がシミュレーションされ、実際の検出器と同じフォーマットで記録される。検出器へのエネルギーデポジットが FADC 値に変換される様子の一例を図 31 に示す。

トリガー判定シミュレーション

各 SD で波形のシミュレーションが行われると、最後に実際の SD アレイと同じ条件でトリガー判定^{*25}のシミュレーションが行われる。Lv-2 トリガーを生成したイベントのみ Lv-0 トリガーを生成した SD の波形を

^{*24} TA SD のシミュレーションでは、FADC 値が 2000 以上の時に以下のように非線形性が考慮されている：非線形性を考慮する前の FADC 値を S と置き、考慮後 S' とおくと、 $S' = 2000 + (S - 2000) \exp(-\frac{S-2000}{120000})$ と変換する。

^{*25} トリガー判定については 2.1.2 節参照。

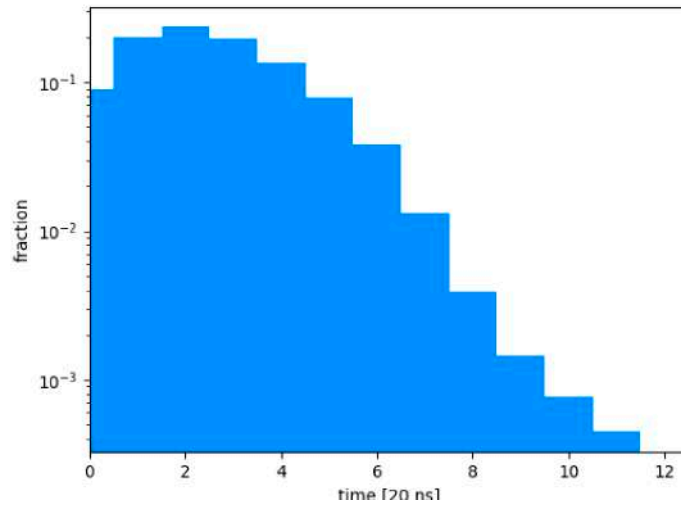


図 30: エレクトロニクスの応答関数。横軸はタイムスライス (1 bin= 20 ns)。応答関数は 12 タイムスライス分 0 でない値を持ち、信号はこの関数で畳み込まれる。

アウトプットファイルに出力する。

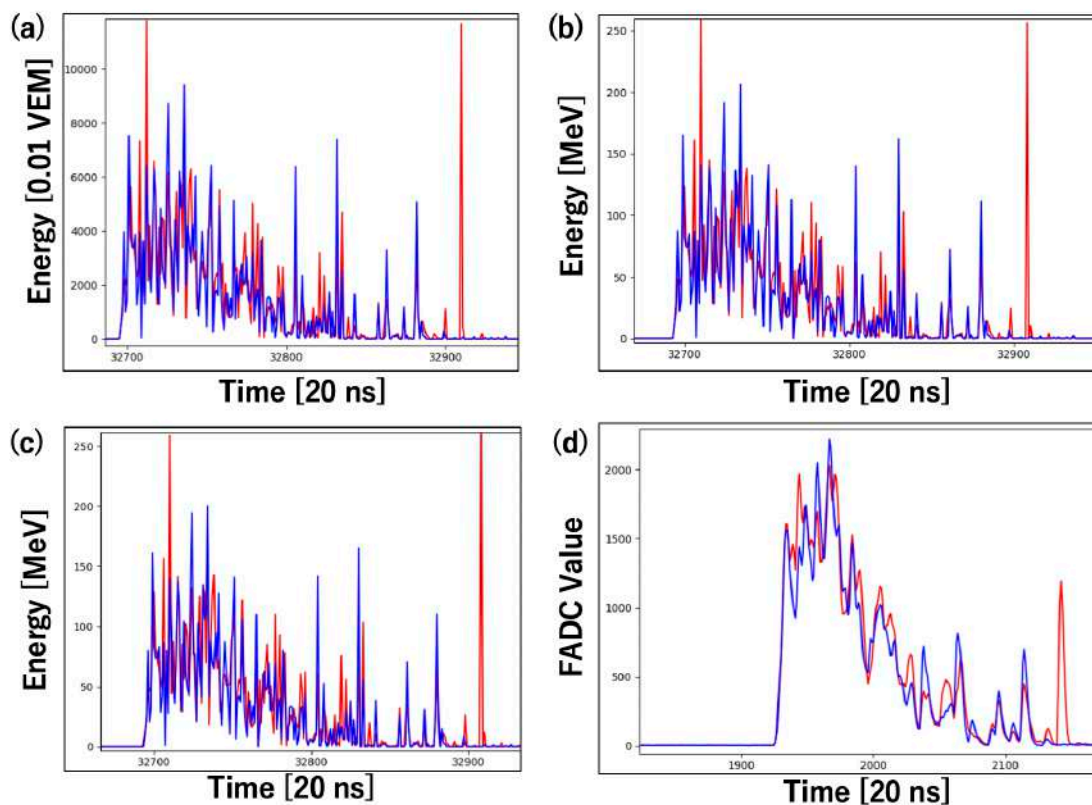


図 31: 検出器へのエネルギーデポジットの波形から FADC 値の波形へ変換した例。それぞれの図では、青色の線が上層を、赤色の線が下層を表している。また、横軸は目盛りが 1 タイムスライス (20 ns) を表している。(a) : 検出器へのエネルギーデポジットの波形。横縦軸の単位は 0.01 VEM。(b) : (a) の単位を MeV に変換したもの。MeV/VEM= 2.05 として変換している。この時、宇宙線のプライマリエネルギーをエネルギー bin 内で揺らぎと同じ増加率でエネルギーデポジットの大きさを増加させる。(c) : (b) の結果に光電子数の揺らぎを与えたもの。(d) : (c) の結果に FADC の pedestal とそのノイズ、大気ミュオンを加え、エレクトロニクスの応答関数 (図 30) を畳み込ませたもの。縦軸の単位は FADC 値。

5 TA SD のイベント再構成

イベントの再構成 (reconstruction) とは、観測データから一次宇宙線の到来方向、エネルギーを推定することである。TAx4 SD は TA SD と SD 間の距離が異なっており、TA SD の再構成方法をベースにした再構成方法が現在研究されている。本章では、TA SD の再構成方法について述べる。

TA SD のイベント再構成は、主に以下の3つのステップを通して行われる。

- 信号と検出器の選択
- 到来方向決定
- エネルギー決定

5.1 信号と検出器の選択

イベント再構成を行う際に、まずあるイベントが記録した波形のどの部分が空気シャワーによるものか、また各 SD がどれだけの信号を記録したかの判別が行われる。その後、SD の内どれがイベントに属するものかを決定する。

5.1.1 信号の選択

まず、記録した波形のどの部分が空気シャワーによるものであるかの判定が以下の手順で行われる。

1. 波形の初めの 4 bin (= 80 ns) を選択する。その中で上下層ともに pedestal を 5σ (σ は pedestal の RMS (2 乗平均平方根)) 以上超える FADC 値を記録している bin があれば、その bin をその検出器の信号の記録時間とする (信号の leading edge と呼ばれる)。もし、上下層ともに 5σ を超える信号を記録する bin がなければ、1 bin ずらした次の 4 bin で同様の判定を行う。この過程を、pedestal+ 5σ を超える信号を記録した bin を見つけるまで行う。
2. leading edge が見つかったら、1 bin ずらした次の 4 bin に移動し、その中で pedestal+ 5σ を超える信号があるか判定する。1 つもなかった場合 (4 つ全ての bin で pedestal+ 5σ 以下の信号を記録した場合)、信号の終わりだと判断する。1 つでも pedestal+ 5σ 以上の信号があった場合、1 bin ずらした次の 4 bin に移動して同様の判定を繰り返す。
3. 2. で信号の終わりを発見した場合、1 bin ずらした次の 4 bin に移動し、1. に戻って再度 leading edge の探索を行う。全ての 128 bin に対してこれらの判定が行われる。

上記判定手順によって選別された信号の例を図に示す。この手順により、大気ミューオンによるノイズを空気シャワーによる信号から取り除いている。

空気シャワーによる信号だと判定された部分の積分値をとり、pedestal を引いて、これを上層・下層で足して平均を取ったものをその検出器が記録した信号とする。この記録した信号は VEM の単位で表される。TA SD の信号のセレクションの例を図 32 に示す。

5.1.2 検出器の選択

次に、どの検出器がイベントに属するかの判定を以下の手順で行う。

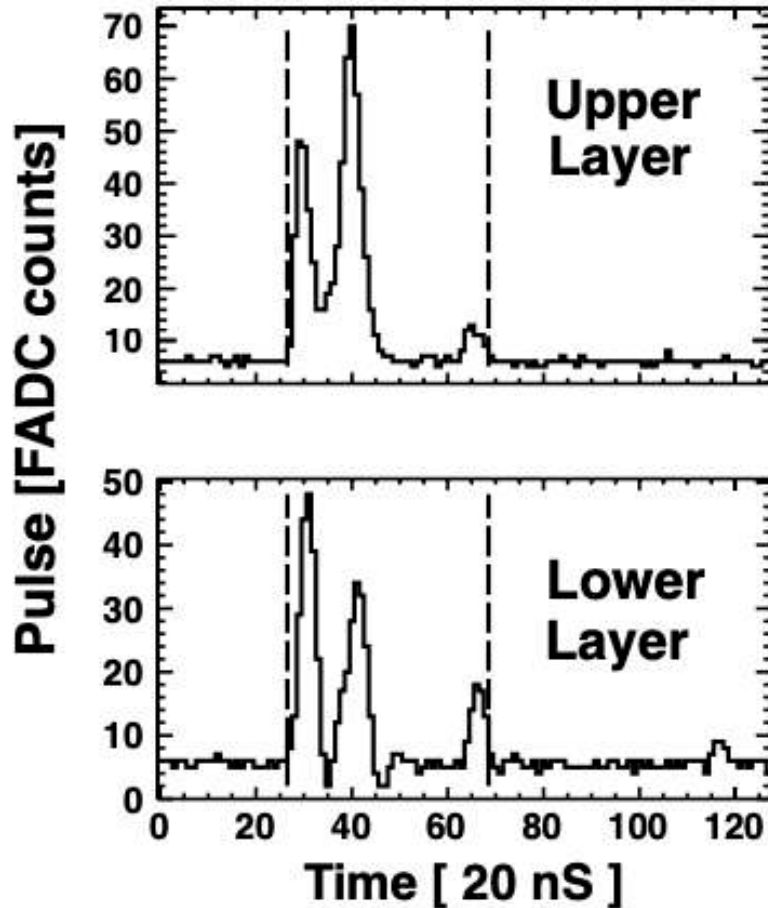


図 32: TA SD における信号の選択の例 [25]。横軸は時間 bin を、縦軸は FADC 値を表し、上図が上層を、下図が下層を表す。図中の点線で囲まれた範囲が信号として選択された部分であり、左の点線が leading edge を表し、右の点線が信号の終わりを表す。

1. 信号を記録した SD を 1 つ選ぶ。その SD とそれに空間的に隣接する SD ((TASD の場合) $1.2 \text{ km} \times \sqrt{2}$ 以内の距離にある SD) の leading edge の時刻の差 Δt_{lead} が、SD 間の距離 r を光速 c で割った値よりも小さい場合、それらの SD は「空間・時間的に隣接する」とする。これを空間的に隣接している信号を記録した SD 全てに対して行う。
2. 1. により、空間・時間的に隣接する SD をイベントに属する SD として、イベント再構成に用いる。空間・時間的に隣接する SD のグループが複数できた場合、最も属する SD が多いグループ内の SD をイベントに属する SD とする。

上記判定手順で選別された SD を図 33 に示す (図は、TAx4 SD の観測イベントである)。左図は信号の選択が行われた SD (SD の位置、信号の大きさ、信号の時間) を表し、右図はその中でイベントに属すると判定された SD を表す。

この手順により、大気ミューオンによってトリガーされた SD を除外する。

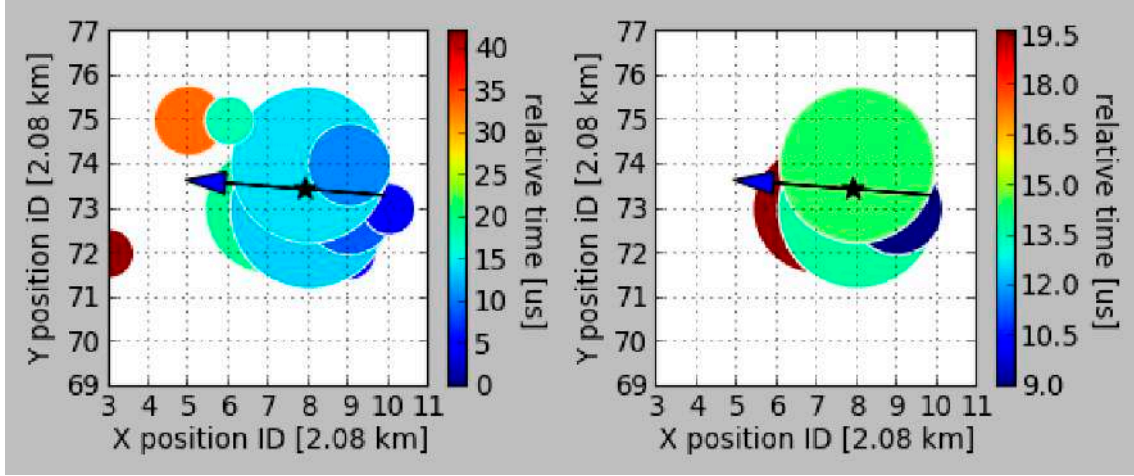


図 33: TA_{x4} SD で観測したイベントにおける検出器の選択の例。左図が信号の選択が行われた SD の分布を表し、右図はその中で空間・時間的に隣接していると判定された (のちのイベント再構成で用いられる)SD の分布を表す。両方の図で、横軸が SD の東西方向、縦軸が南北方向、円の中心が SD の位置 (簡単のため、2.08 km 単位で格子状に表示した)、円の大きさが SD の記録した粒子数、円の色が信号の到来時間 (leading edge の時間) を表す。図中の矢印は Geometry Fitting(後述) によって推定された空気シャワーの到来方向を地表に投影したものである。矢印の星印は、シャワー軸が地表に到達した位置 (シャワーコア) を表す。

5.2 到来方向決定

信号と検出器の選択の次に到来方向 (コア位置、天頂角、方位角) の決定が Geometry Fitting によって行われる。

空気シャワーが地表に到達した際の概略図を図 34 に示す。 T_0 はシャワーのコアが地表にぶつかった時の時刻、 $\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi)$ はシャワー軸の方向 (単位) ベクトル、 \mathbf{R} はコア位置の位置ベクトル^{*26}、 τ_i はシャワー面の曲率による i 番目の SD に対する到来時間の遅れ、 l_i は T_0 時点でのシャワー面と i 番目の SD との距離、 s_i は SD のシャワー軸からの距離、 ρ_i , t_i , \mathbf{R}_i はそれぞれ i 番目の SD の粒子数密度 [VEM/m²]、空気シャワーの到来時間、位置ベクトルである。ここで、 c を光速として、 $t_i = T_0 + \frac{l_i}{c} + \tau$ が幾何学的に成り立つ。

$\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi)$ (3次元単位ベクトル) は空気シャワーの天頂角 θ と方位角 ϕ を用いて、以下のように表される^{*27}。

$$\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} -\sin(\theta) \cos(\phi) \\ -\sin(\theta) \sin(\phi) \\ -\cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

また、 $\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi)$ を地表面に投影した 3次元単位ベクトル $\hat{\mathbf{u}}(\phi)$ は、以下のように表される。

$$\hat{\mathbf{u}}(\phi) = \begin{pmatrix} -\cos(\phi) \\ -\sin(\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

^{*26} コア位置や検出器位置の位置ベクトルは CLF 座標系に基づく。CLF 座標系とは、CLF の位置を原点として、東向きが x 座標、北向きが y 座標、地面に垂直な向きを z 座標とする座標系である。

^{*27} 方位角 ϕ はコアが東から到来する時の角度を 0° として、反時計回りを正とする。

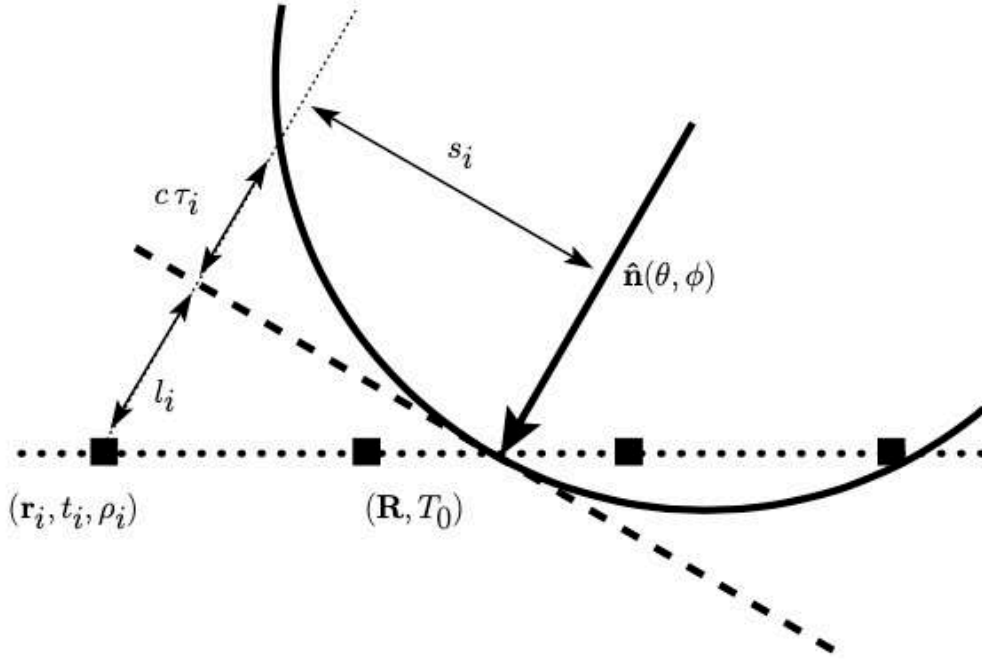


図 34: 地表に到達した空気シャワーの概略図 [25]。図中の黒い四角形は SD を表す。実線の曲線はシャワー面を表す。 T_0 はシャワー軸が地表にぶつかった時の時刻、 $\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi)$ はシャワー軸の方向 (単位) ベクトル、 \mathbf{R} はコア位置の位置ベクトル、 τ_i はシャワー面の曲率による i 番目の SD に対する到来時間の遅れ、 l_i は T_0 時点でのシャワー面と i 番目の SD との距離、 s_i は SD のシャワー軸からの距離、 $\rho_i, t_i, \mathbf{R}_i$ はそれぞれの i 番目の SD の粒子数密度 [VEM/m²]、空気シャワーの到来時間、位置ベクトルである。

5.2.1 空気シャワーの幾何学構造のフィッティング (Geometry Fitting)

上記の構造モデルを持つ空気シャワーに対し Geometry Fitting を行なって $T_0, \mathbf{R} = (R_x, R_y), \theta, \phi$ という 5 つの空気シャワーの幾何学的パラメーターが決定される^{*28}。

具体的には、以下のような関数値 χ_G^2 が最小になるように 5 つのパラメーター ($T_0, \mathbf{R} = (R_x, R_y), \theta, \phi$) が決定される。

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(t_i - t_i^{FIT})^2}{\sigma_{t_i}} + \frac{\mathbf{R} - \mathbf{R}_{COG}}{\sigma_{\mathbf{R}_{COG}}} \quad (5.3)$$

ここで、 t_i^{FIT} はフィッティング関数によって予想される i 番目の SD の空気シャワー到来時刻であり、以下の式で表される。

$$t_i^{FIT} = T_0 + \frac{l_i}{c} + \tau = T_0 + \sin(\theta) \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}) \cdot \hat{\mathbf{u}}(\phi)}{c} + \tau_i \quad (5.4)$$

検出器の空気シャワー到来頻度の不確かさ σ_t はエレクトロニクスによる不確かさ $\sigma_e = 20$ ns[28]、シャワー

^{*28} R_z は、CLF の標高 (1370 m) に固定しているため、パラメーターではない。

面の曲率による到来時間の遅れの不確かさ σ_τ によって

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\tau^2} \quad (5.5)$$

で表される。

\mathbf{R}_{COG} は全 SD で検出されたシャワー粒子数分布の重心であり、以下の式で表される。

$$(\mathbf{R}_{COG})_k = \frac{\sum_{i=1}^N (\mathbf{R}_i)_k \sqrt{\rho_i}}{\sum_{i=1}^N \sqrt{\rho_i}} \quad (5.6)$$

ここで、 $k = x, y$ は x 座標、 y 座標を表す。 \mathbf{R}_{COG} の不確かさ $\sigma_{\mathbf{R}_{COG}}$ は $\sigma_{\mathbf{R}_{COG}} = 170$ m である [25]。

τ や σ_τ は、Linsley のシャワー曲率による到来時間の遅れの関数 [29][30] を TA 実験用にパラメーター化した以下の関数が用いられる [25]。

$$\tau = a \left(1 - \frac{l}{12 \times 10^3 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{s}{30 \text{ m}}\right)^{1.35} \rho^{-0.5} \quad (5.7)$$

$$\sigma_\tau = (1.56 \times 10^{-3}) \left(1.0 - \frac{l}{12 \times 10^3 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{s}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \quad (5.8)$$

$$(5.9)$$

図 35(a) に TA SD の Geometry Fitting における時間のフィッティングの例を示す。

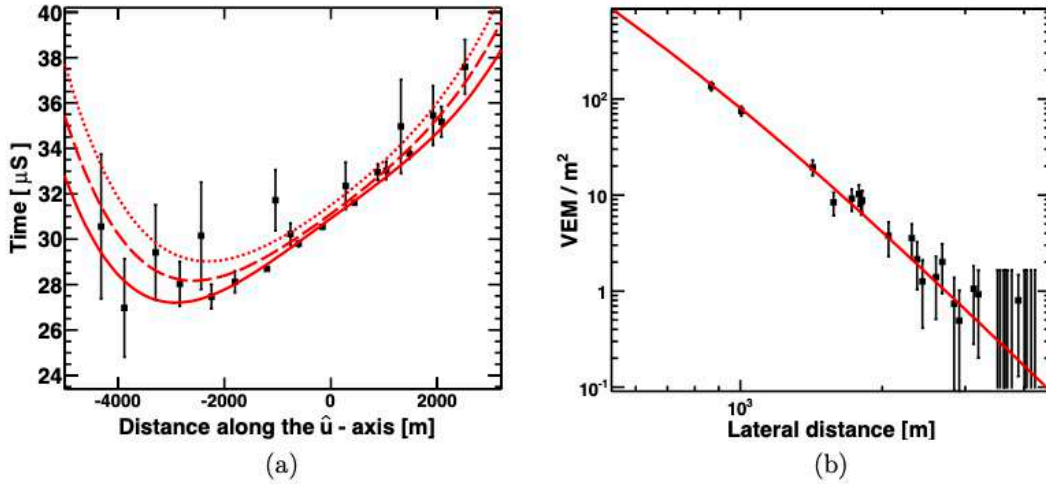


図 35: TA SD における Fitting の例 [25]。(a): Geometry Fitting における時間の Fitting の例。横軸は \hat{u} 方向を軸に取った時の SD の位置を、縦軸は SD の信号到来時間を表す。赤色の実線が Fitting の結果 (式 5.4 にフィッティングしたパラメーターを代入したもの) を表し、破線と点線はそれぞれ \hat{u} 軸 (空気シャワーの到来方向ベクトル $\hat{n}(\theta, \phi)$ を地表面に投影した二次元単位ベクトル) から 1 km, 2 km 離れた位置での到来時間のフィッティングによる予想を表す。(b): Lateral Distribution Fitting の例。横軸がシャワー軸からの距離、縦軸がその距離での粒子数密度を表す。赤色の実線はフィッティング結果を表す。点のない誤差棒は、稼働しているがそのイベントで信号を記録しなかった SD を表す。

5.3 エネルギー決定

Geometry Fitting で空気シャワーの幾何学的パラメーターを決定した後に、エネルギーを求めるためにまず粒子数密度の横方向分布に対するフィッティング (Lateral Distribution Fitting) を行う。この結果得られる $S800 = \rho(800 \text{ m})$ (シャワー軸から 800 m での粒子数密度)[32] と Geometry Fitting の結果である $\sec(\theta)$ を用いて TA SD のエネルギーの推定を行う。

5.3.1 粒子数密度の横方向分布のフィッティング (Lateral Distribution Fitting)

Lateral Distribution Fitting の際に用いられる横方向分布の関数 (Lateral Distribution Function, LDF) には AGASA 実験 [31] と同じ関数が用いられる。

$$\rho^{FIT}(s) = A \left(\frac{s}{91.6 \text{ m}} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s}{91.6 \text{ m}} \right)^{-(\eta(\theta)-1.2)} \left(1 + \left[\frac{s}{1000 \text{ m}} \right] \right)^{-0.6} \quad (5.10)$$

$$\eta = 3.97 - 1.79[\sec(\theta) - 1] \quad (5.11)$$

ここで、 s はシャワー軸からの距離、 θ は天頂角、 A は規格化定数である。粒子数密度の不確かさ σ_ρ は TA SD 用に最適化されたものが用いられる [25]。

$$\sigma_\rho = \sqrt{0.56\rho + 6.3 \times 10^{-3}\rho^2} \quad (5.12)$$

この LDF を用いて、以下の関数値 χ_{LDF}^2 が最小になるパラメーター (A, R_x, R_y の 3 つ) が求められる。なお、Lateral Distribution Fitting では、シャワーコアに最も近い SD の信号を除いてフィッティングを行う。これは、SD がシャワーコアに近いとその SD の PMT が saturate している可能性が高いためである。図 35(b) に Lateral Distribution Fitting の例を示す。

5.4 エネルギー推定

First energy estimation

Lateral Distribution Fitting によってシャワー軸から 800 m での粒子数密度が求められる。これと $\sec(\theta)$ より、TA SD の MC シミュレーションで作成されたエネルギーテーブル (図 36) からイベントのエネルギーを推定する。このエネルギー推定は First energy estimation と呼ばれていて、このエネルギーをそのままイベントのエネルギーとはしない。なぜなら、SD では粒子の横広がりを観測しており、MC シミュレーションで作成されたエネルギーテーブルはシミュレーションの相互作用モデルに大きく依存しているためである。次に述べるように、実際のエネルギーとのずれを縦方向発達の profile を観測する FD のエネルギーにスケールリングする必要がある。

TA SD のエネルギースケール

TA SD と TA FD の両方で独立に観測・再構成されたイベントの再構成エネルギーを比較により、TA SD の再構成エネルギー $E_{SD, QGSJETII-03}$ と TA FD の再構成エネルギー E_{FD} は

$$E_{SD, QGSJETII-03} = 1.27 \times E_{FD} \quad (5.13)$$

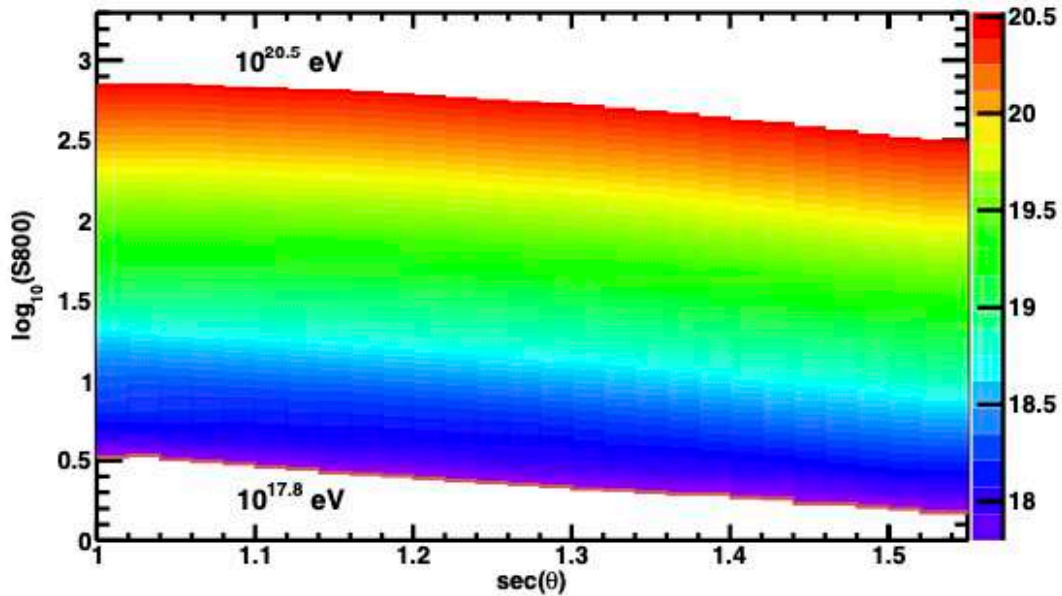


図 36: TA SD のエネルギー推定で用いられるエネルギーテーブル [25]。横軸が空気シャワーの天頂角を θ とした時の $\sec(\theta)$ 、縦軸が空気シャワーのシャワー軸から 800 m 離れた位置での粒子数密度 (S_{800}) を表す。これら 2 つのパラメーターから、一次宇宙線のエネルギー (図では色がエネルギーを表す) を推定する。

であるという結果が出ている [25](図 37 参照)。FD の再構成エネルギーに合わせるのは、FD は SD と異なり空気シャワーが縦方向に発達する段階を測定しており、相互作用モデルへの依存が SD と比較して小さいためである。

これより、TA SD で再構成されたイベントのエネルギーを 1.27 で割ったものを最終的な TA SD の再構成エネルギーとする。

TA SD の場合では相互作用モデルとして QGSJETII-03 を用いているが、TAx4 SD では QGSJETII-04 を用いているため、エネルギースケールは異なる。QGSJETII-04 のエネルギースケールについても、QGSJETII-03 と同様に SD と FD の両方で独立に観測・再構成されたイベントの再構成エネルギーを比較して求める必要がある。

5.5 クオリティーカット

再構成したイベントの中にはうまく再構成が出来なかったものがある。このようなイベントを除くため、いくつかの条件を設けて再構成イベントの選別を行う。この条件のことをクオリティーカット (Quality Cut) と呼ぶ。

クオリティカットに用いられるパラメーターとしては、以下のようなものがある [25]。

- Lv-2 トリガーで収集された SD のうちイベントに属する SD 数 (5.1.2 節 参照)
- 天頂角

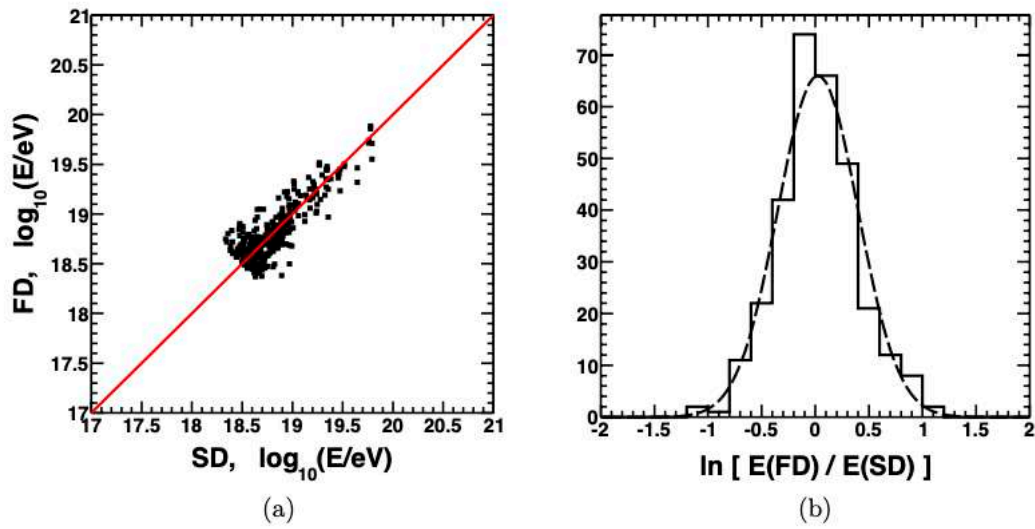


図 37: TA SD と TA FD のエネルギーの比較 [25]。TA SD, TA FD で再構成されたイベントがプロットされている。
 (a) : 横軸は TA SD の再構成エネルギー E_{SD} 、縦軸は TA FD の再構成エネルギー E_{FD} を表す。赤色の実線は $E_{SD} = E_{FD}$ の場合を表す。
 (b) : $\log(E_{FD}/E_{SD})$ のヒストグラム。破線はガウシアンフィッティングを表す。

- アレイの輪郭からの距離
- フィットのカイ二乗
- 再構成された到来方向の不確かさ
- S_{800} の不確かさ

6 TAx4 SD MC によるアレイ性能評価

TAx4 SD アレイでの解析を行う前に、まず全ての検出器が稼働している理想的な状態でトリガー効率を計算した。その後、TAx4 SD アレイのうち KM サブアレイの 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日までのキャリブレーションデータを用いて MC シミュレーションを行なった。図 38 に KM サブアレイの SD の配置と 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日の稼働率を示す。KM サブアレイの全 42 台のうち、2 台は常にオフラインで、2 台は常に信号を発していなかったため、MC シミュレーションを行なった期間に稼働していたのは 38 台である^{*29}。

6.1 理想的な状態でのトリガー効率

TAx4 SD アレイのキャリブレーションデータを用いた性能解析の前に、まず理想的な状態 (全ての検出器が稼働している状態)^{*30}におけるトリガー効率を $10^{18.0}$ eV から $10^{20.5}$ eV の範囲で $\Delta \log_{10} E_{gen} = 0.1$ の間隔で MC シミュレーションで計算した。

この理想的な状態でのトリガー効率を計算する際、 10×10 台 (合計 100 台) の検出器が並んでいるアレイをシミュレーション上で用意し、その中心の $1.04 \text{ km} \times 1.04 \text{ km}$ の領域に陽子が一次宇宙線であるシャワーを降らせた^{*31}(図 39 参照)。

あるエネルギー E_i において降ったシャワー数を N_{gen}^i とし、その中でトリガーされた (Lv-2 トリガーを生成した) シャワー数を N_{trg}^i とし、各エネルギーでトリガー効率 N_{trg}^i/N_{gen}^i を求めた結果が図 40 である。図では、降らせた一次宇宙線のエネルギーを 1.2 で割ったときのプロットも示している。これは、MC シミュレーションで作成した空気シャワーと現実の空気シャワーのエネルギースケールに違いがあるためであり、今回シミュレーションに用いたハドロン相互作用モデルである QGSJETII-04 の SD によるエネルギースケールはおおよそ 1.2 程度であるという先行研究 [27] があるのでエネルギーを 1.2 で割ったものも載せている。検出器が全稼働している理想的な状態では、 $10^{20.0}$ eV 以上ではトリガー効率がほぼ 100% になることが分かった。また、 $10^{19.0}$ eV ではトリガー効率が約 35% になることが分かった。

なお、QGSJETII-04 の SD によるエネルギースケールは QGSJETII-03 と同様に、最終的には SD と FD の両方で独立に観測・再構成されたイベントの再構成エネルギーを比較することにより決定する必要がある。

^{*29} 時間ごとの稼働台数については付録 B 参照。

^{*30} 全検出器全時間で “pchped” (FADC 値の 8 bin 積分の最頻値) は 40 を用いた。“fadc_ped” は 5 を用いた。“fadc_noise” は 0.520 を用いた。

^{*31} 図のような範囲に降らせたのは、アレイの境界の影響がない条件でトリガー効率を求めるためである。

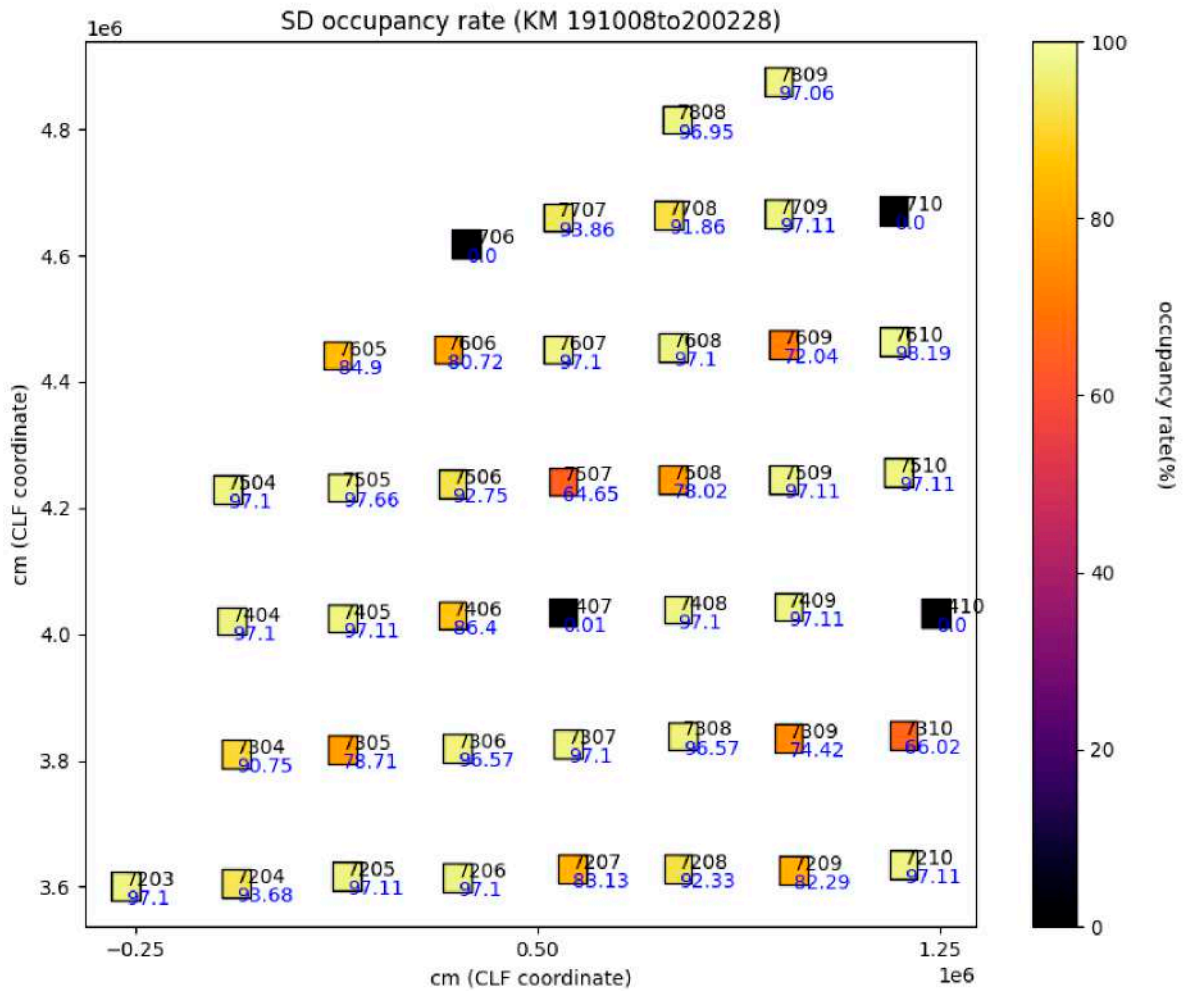


図 38: KM サブアレイの検出器の配置と 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日までの稼働率。図の四角形が検出器の位置を表し(この四角形の大きさは検出器の大きさを表さない)、それぞれの四角形の右上の黒色の数字は検出器番号を、青色の数字は期間中の稼働率を表す(単位は%)。また、稼働率を四角形の色で示しており、明るい黄色であるほど稼働率が高く、黒いほど稼働率が低い。図に示されるように、検出器 7407、7410、7706、7710 の 4 台は期間中稼働率 0% である。

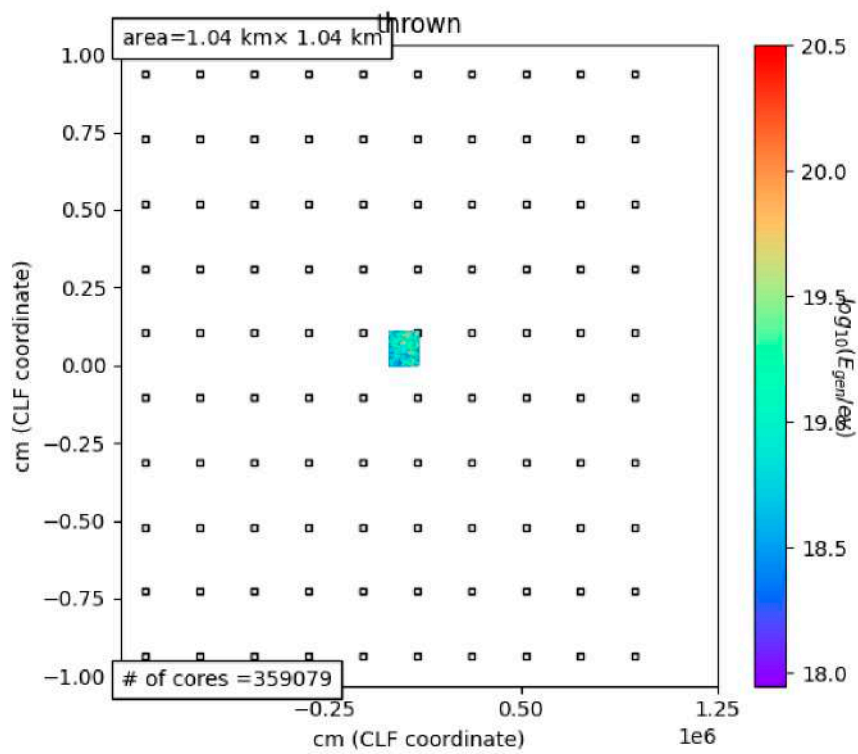


図 39: 検出器が全稼働している理想的な状態でのトリガー効率を計算する際のシャワーコア範囲。10×10 台の検出器の中心 1.04 km × 1.04 km の範囲に様にシャワーを降らせた。図の点が降らせたシャワーのコア位置を表し、点の色が空気シャワー MC シミュレーションを生成した際の一次宇宙線のエネルギーの値を表す。

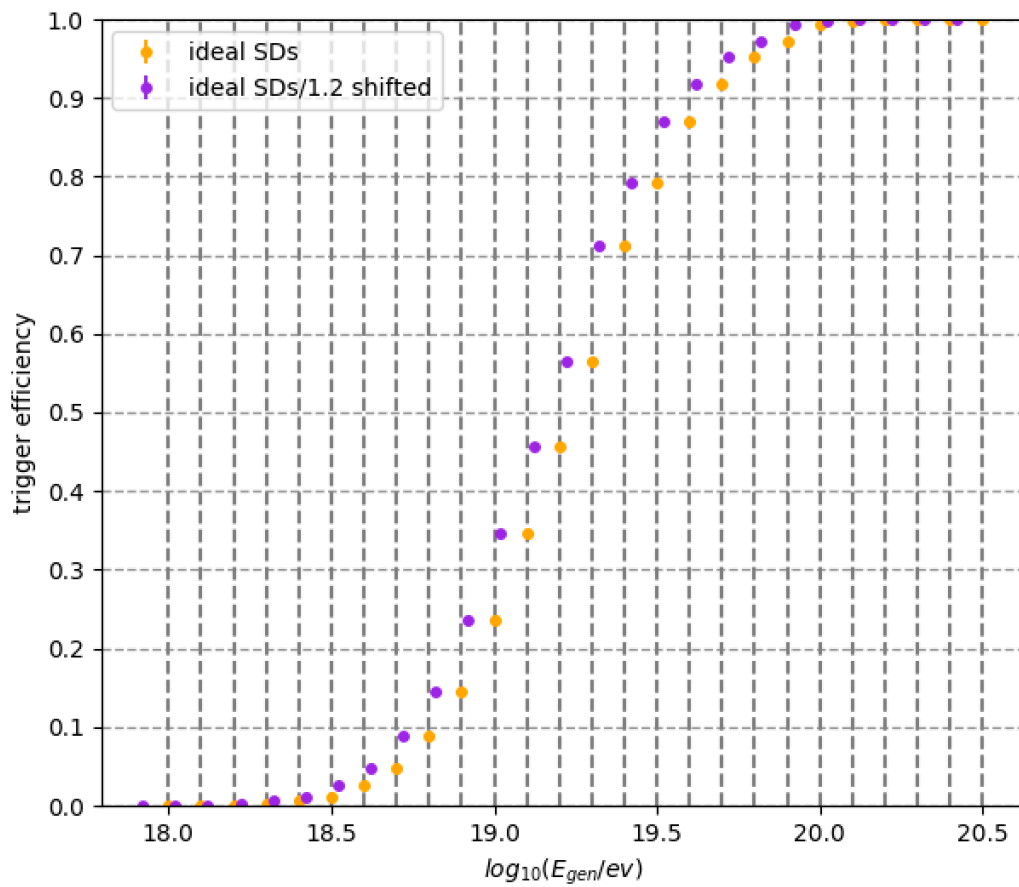


図 40: 検出器が全稼働している理想的な状態でのトリガー効率。横軸は一次宇宙線のエネルギー、縦軸はそのエネルギーにおけるトリガー効率を表す。オレンジ色のプロットは空気シャワー MC シミュレーションを生成した際の一次宇宙線のエネルギーをそのまま使用したときのトリガー効率を表し、紫色のプロットはエネルギーを 1.2 で割った際のトリガー効率を表す。

6.2 MC シミュレーションを生成する際のパラメーターの決定

MC シミュレーションを生成する際、シャワーを降らせる範囲やエネルギー範囲を決定する必要がある。今回はそれらに加え MC 上で用いられる pedestal の大きさを決める必要がある。この節ではこれらの MC シミュレーションを行う方法と決定した値について述べる。

6.2.1 MC シミュレーションにおける pedestal の扱い

SD の MC シミュレーションでは、表 3 にあるように、SD のキャリブレーションデータを用いている。その中で、“fadc_ped”と“fadc_noise”という変数があり、これらはそれぞれ FADC の pedestal の平均とゆらぎの大きさを表している。MC 上では、これらの変数はエネルギーデポジットを FADC に変換した後、pedestal を足す時に用いられる。TAx4 SD では、このキャリブレーションデータがまだ作成されていないため、MC でこれを使用する際、実際に観測されたデータを利用する以下の方法を用いた。

“fadc_ped” の決定方法

“fadc_ped”は、MC で pedestal を足すときの平均値である。これには pedestal の 8 bin 積分の最頻値である “pchped”を 8 で割ったものを用いた。

pedestal の値の比較

キャリブレーションデータの pedestal の値 (pchped : FADC 8 bin 積分の最頻値) と観測データより計算した pedestal(次に続く「“fadc_noise” の決定方法」で記述する、波形の最初の 24 bin での FADC の平均値)の値の差の分布を示したのが図 41 である。

図 41 に示されるように pedestal の値はキャリブレーションと観測データで 1 bin 辺り平均的に 0.007 FADC カウントの違いしかない。

“fadc_noise” の決定方法

“fadc_ped”は、MC シミュレーションで pedestal を足すときのゆらぎの大きさを表す値である。具体的には、MC シミュレーションでは“fadc_ped”を平均値に持ち、“fadc_noise”を標準偏差にもつガウス分布に従って FADC 信号に pedestal が足される。モニタリングデータには FADC の 8 bin 積分の標準偏差があるが、これは信号を含む場合もあるため、実際の pedestal の標準偏差よりも大きい値を示している。よって、“fadc_noise”として、以下の方法で計算した値をそれぞれの検出器のそれぞれの層(上層・下層)で用いた。

1. 実際にトリガーされ記録された波形の最初の 24 bin の平均 (μ) と標準偏差 (σ) を上層・下層それぞれに対して計算する。信号の初めの 24 bin のみを扱う理由は、宇宙線の信号を含まないようにするためである。Lv-0 トリガーが生成されると生成時より 32 bin(= 640 ns) 前から 96 bin(= 1920 ns) 後までを記録するため、後の bin には宇宙線の波形が含まれている可能性がある。また、Lv-0 トリガーは 8 bin 積分が 0.3 MIP を超えている時に生成されるため、トリガー生成時刻から 8 bin 前までも信号を含んでいる可能性が大きい。これより、初めから 24 bin のみを扱う。
2. 24 bin のうち、先程の計算結果の $\mu - 3\sigma$ よりも小さい信号や $\mu + 3\sigma$ よりも大きい信号を除外し、残った bin で再度平均 (μ') と標準偏差 (σ') を上層・下層それぞれに対して計算する。 $\mu \pm 3\sigma$ の範囲内の

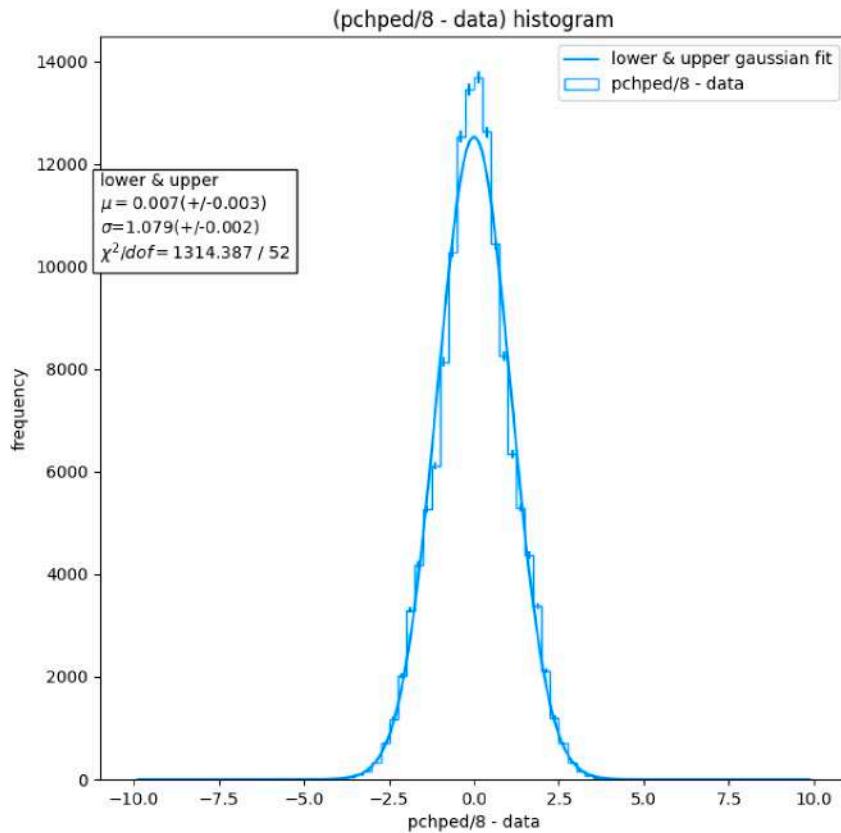


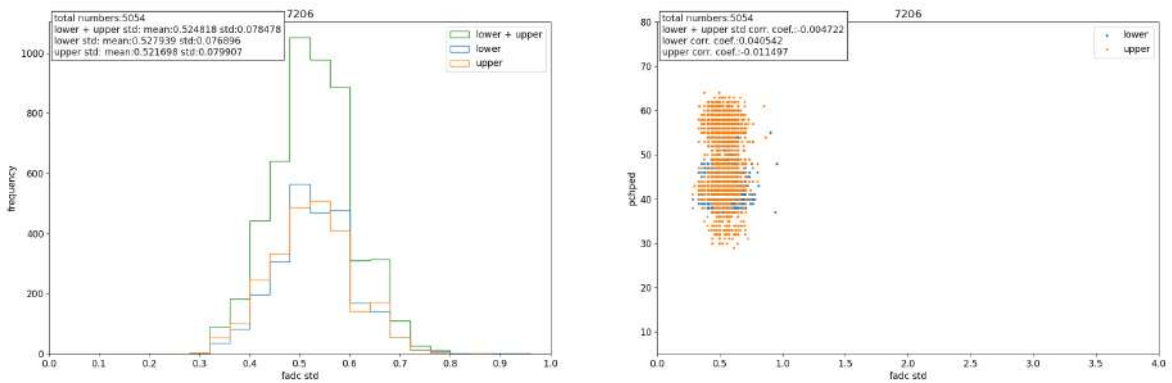
図 41: pchped/8 と観測データの波形の初め 24 bin を使って求めた 1 bin 辺りのの平均値の差の分布。曲線はヒストグラムをガウシアンフィットした結果であり、フィッティングした関数の平均値 $\mu = 0.007$ FADC カウント、標準偏差 $\sigma = 1.079$ FADC カウントとなった。

bin のみを扱うのは、最初の 24 bin に含まれてしまった波 Lv-0 トリガーにかからなかった小さな信号の波形がある bin を取り除くためである。

3. 上記の作業を期間中に記録した全てのイベントに対して行い、検出器の上層・下層ごとに σ' のヒストグラムを作成する。
4. 各検出器の各層で作成した σ' ヒストグラムの平均 ($\mu_{\sigma'}$) と標準偏差 ($\sigma_{\sigma'}$) を計算する。
5. 上記の計算で使った σ' のうち、 $\mu_{\sigma'} - 3\sigma_{\sigma'}$ よりも小さいものや $\mu_{\sigma'} + 3\sigma_{\sigma'}$ よりも大きいものを除外し、再び平均 ($\mu'_{\sigma'}$)、標準偏差 ($\sigma'_{\sigma'}$) を計算する。この平均 ($\mu'_{\sigma'}$) をその検出器の “fadc_noise” として用いる。 $\mu_{\sigma'} \pm 3\sigma_{\sigma'}$ の範囲内の σ' のみを扱うのは、最初の 24bin に波形が含まれ、標準偏差が大きくなったものを取り除くためである。

検出器 7206 の σ' ヒストグラムを図 42a に、“pchped” と σ' の相関を図 42b に示す。図 42b より、pedestal の平均値が変わっても pedestal の標準偏差はほぼ変わらないことが分かった。これより、 σ' の平均を用いることが可能である。他の検出器についてのこれらの図は Appendix(A) 参照。

また、検出器 7206 で計算によって得た “fadc_ped”(= 6.5(上層), = 6.125(下層)) と “fadc_noise”(= 0.528(上層), = 0.522(下層)) を用いてシミュレートした pedestal を図 43 に、実際の検出器 7206 の pedestal を図 44



(a) 検出器 7206 の、 σ' の分布。 (b) 検出器 7206 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 42: 検出器 7206 の観測データの FADC 値の揺らぎ (σ')。

に示す。これらの図より、シミュレーションはよく pedestal を再現していることがわかる。

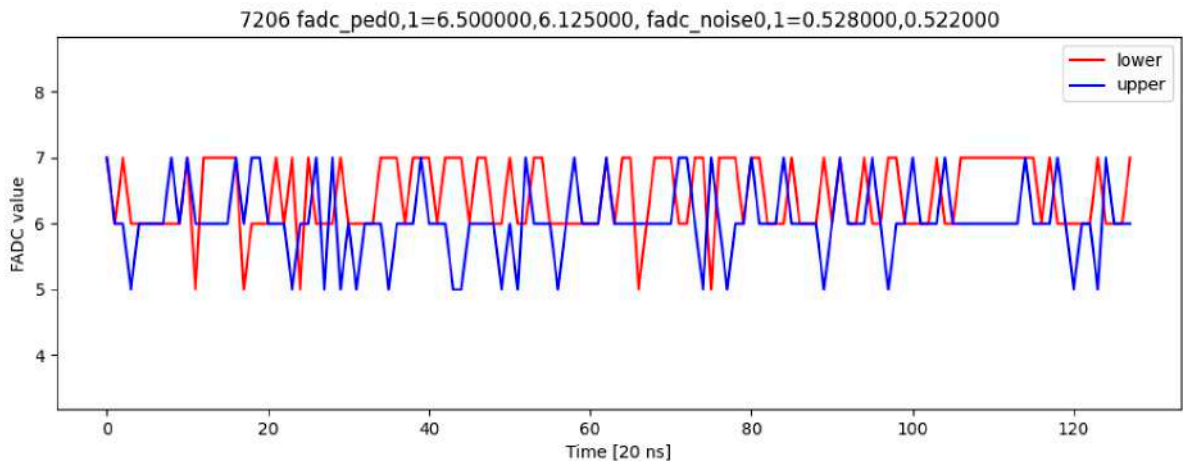


図 43: 検出器 7206 の 019 年 12 月 1 日 14 時 50 分台のキャリブレーションデータより得た pedestal の平均値 (上層は pchped= 52, 下層は pchped= 49 より、“fadc_ped”(上層)= 6.5, “fadc_ped”(下層)= 6.125) とし、検出器 7206 の記録した FADC 値から $\mu'_{\sigma'}$ (= 0.528(上層), = 0.522(下層)) としてシミュレーションした FADC の pedestal(128bin 分)。赤色の線が下層を、青色の線が上層の pedestal を表す。

この方法で決定した各検出器の“fadc_noise”の値を表 4 に示す。

今回は、キャリブレーションデータが一部作成できていないことからこの方法を用いたが、SD が観測しているのにも関わらず通信不良などによってキャリブレーションデータが転送されなかった場合に、同様に観測データの信号を用いて pedestal の平均値を揺らぎの大きさを得ることが期待できる。

6.2.2 シャワーコア範囲の決定

MC でシャワーを生成する際、アレイの内側にのみシャワーを降らせるのではなく、外側にも降らせる必要がある。これは、アレイの外側で広がったシャワーの粒子群の一部が複数の検出器にヒットし、トリガーされ

表 4: 観測データより計算された、各検出器の”fadc_ped”の値 (μ'_{σ_i})。

検出器番号	”fadc_noise”の値 (上層, 下層)
7203	(0.521, 0.526)
7204	(0.530, 0.519)
7205	(0.514, 0.522)
7206	(0.528, 0.522)
7207	(0.508, 0.515)
7208	(0.530, 0.508)
7209	(0.515, 0.516)
7210	(0.526, 0.517)
7304	(0.523, 0.531)
7305	(0.515, 0.523)
7306	(0.532, 0.518)
7307	(0.534, 0.538)
7308	(0.533, 0.524)
7309	(0.521, 0.518)
7310	(0.527, 0.534)
7404	(0.522, 0.522)
7405	(0.520, 0.518)
7406	(0.522, 0.526)
7408	(0.524, 0.529)
7409	(0.515, 0.522)
7504	(0.528, 0.511)
7505	(0.525, 0.521)
7506	(0.532, 0.529)
7507	(0.523, 0.530)
7508	(0.525, 0.554)
7509	(0.536, 0.521)
7510	(0.535, 0.529)
7605	(0.528, 0.526)
7606	(0.515, 0.520)
7607	(0.522, 0.514)
7608	(0.517, 0.512)
7609	(0.524, 0.525)
7610	(0.508, 0.523)
7707	(0.508, 0.528)
7708	(0.523, 0.519)
7709	(0.520, 0.524)
7808	(0.535, 0.513)
7809	(0.54, 0.518)

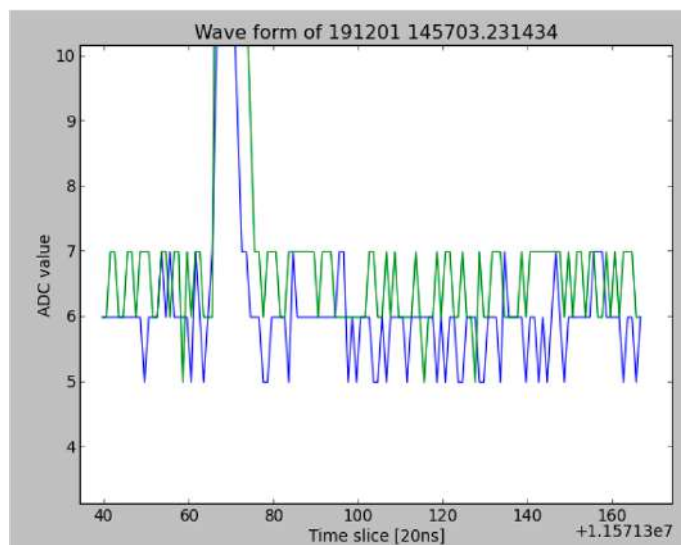


図 44: 検出器 7206 で 2019 年 12 月 1 日 14 時 57 分に記録された波形 (pedestal の値がわかりやすいように拡大した)。緑色の線が下層の FADC 値を、青色の線が上層の FADC 値を表している。横軸の Time slice で 65 から 75 あたりには波形が記録されている。

ることがあるためである。しかし、100% トリガーされない範囲まで十分広くシャワーを降らせると全体のシミュレーションに時間がかかって、アレイ内にシャワーコアがあるイベントに対して十分な統計量を得られない。そこで、シャワーを降らせる範囲をまず決定した。

シャワーを降らせる範囲を決定する際、図 45(a) のような、円内かつアレイの外側の範囲にシャワーを降らせた。この円の半径は 14 km で、円の中心は KM サブアレイの重心にしている。このシミュレーションでは一番左下の検出器 7203 は稼働していない状態で行われており、円の縁と最も近い検出器 (検出器 7204) との距離は 5.5 km 程度である。降らせるシャワーのエネルギーは $10^{19.45} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{20.55} \text{ eV}$ であり、図 45(a) では、その中で $10^{19.95} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{20.55} \text{ eV}$ のシャワーのコア分布を示している (合計 34845)。また、図 45(b) では (a) に示されるシャワーのうちトリガーされたコア分布が示されている (合計 905)。

投下したシャワーを、最も近い検出器からの距離で分け、それぞれでトリガー効率を計算した結果が図 46 である (距離が 2 km 以上離れている場合のトリガー効率のみをプロットしている)。この図に示されるように、2.9 km 以上検出器から離れているとトリガー効率は 0% になる。これより、アレイの外側 3 km 以内にシャワーを降らせることにした。

6.2.3 シャワーエネルギー範囲の決定

一次宇宙線のエネルギーが低いほどトリガー効率が小さくなるが、宇宙線のエネルギーフラックス ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$) はおよそ E^{-3} に比例するため十分低いエネルギーでも MC でシャワーを降らせる必要がある。図 40 に示されるように、およそ 10^{18} eV で理想的な検出器アレイのトリガー効率はほぼ 0% になるが、今回は余裕を持って $10^{17.5} \text{ eV}$ 以上の宇宙線を降らせることにした。

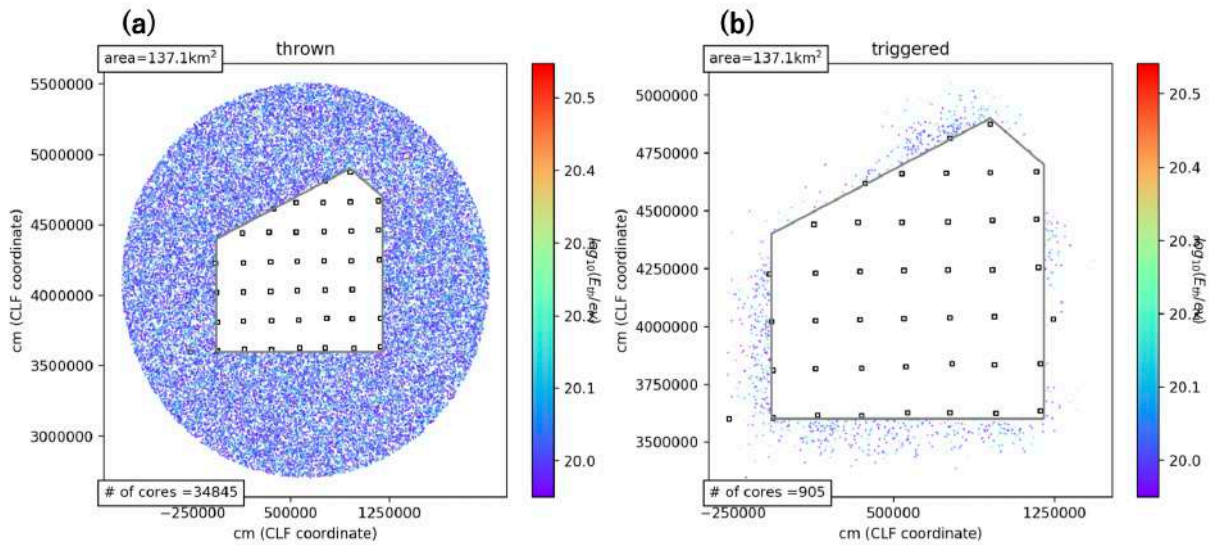


図 45: (a):シャワーコア範囲の決定の際に降らせたシャワーの範囲と、 $10^{19.95} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{20.55} \text{ eV}$ で降らせたコア分布。半径 14 km の円とアレイの縁 (図の灰色の線で書かれた五角形) の間にコアを持つ宇宙線を降らせた。点の位置がコア位置を、色は入射一次宇宙線のエネルギーを表す。合計 34845 の $10^{19.95} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{20.55} \text{ eV}$ の MC シミュレーションを生成した。(b):(a) で示されたシャワーのうち、トリガーされたシャワーのコア分布。合計 905 のシャワーがトリガーされた。

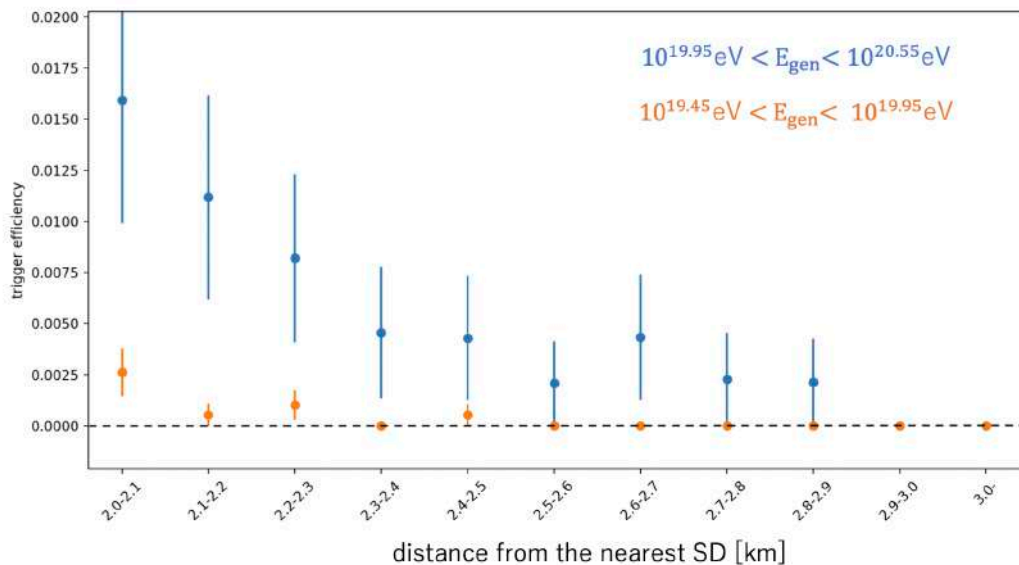


図 46: コア位置とコアから最も近い検出器との距離とトリガー効率の関係。オレンジ色のプロットは $10^{19.45} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{19.95} \text{ eV}$ のシャワー全体のトリガー効率、青色のプロットは $10^{19.95} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{20.55} \text{ eV}$ のシャワー全体のトリガー効率を表す。2.9 km 以上検出器から離れている際のトリガー効率は 0% であった。最も近い検出器から 3 km 以上離れている位置に降ったシャワー ($10^{19.95} \text{ eV} < E_{gen} < 10^{20.55} \text{ eV}$) の合計数は 23246 である。

6.3 実際のキャリブレーションデータを用いて計算されたトリガー効率

2019年10月8日から2020年2月28日までのキャリブレーションデータを用いて、KMサブアレイに対してMCシミュレーションを行なった。6.2.1で述べたように、 $E_{gen} = 10^{17.45}$ eV から $10^{20.55}$ eV までのエネルギー範囲であり、アレイの輪郭の外側3 km 以内の範囲にシャワーを降らせた。

降らせた空気シャワーのコアポジション分布とその中でトリガーされたシャワーのコアポジション分布を図47に示す。また、エネルギー分布を図48に示す。降らせたイベントの天頂角 (Zenith angle) と方位角 (Azimuthal angle) の分布をそれぞれ図49、図50に示す。

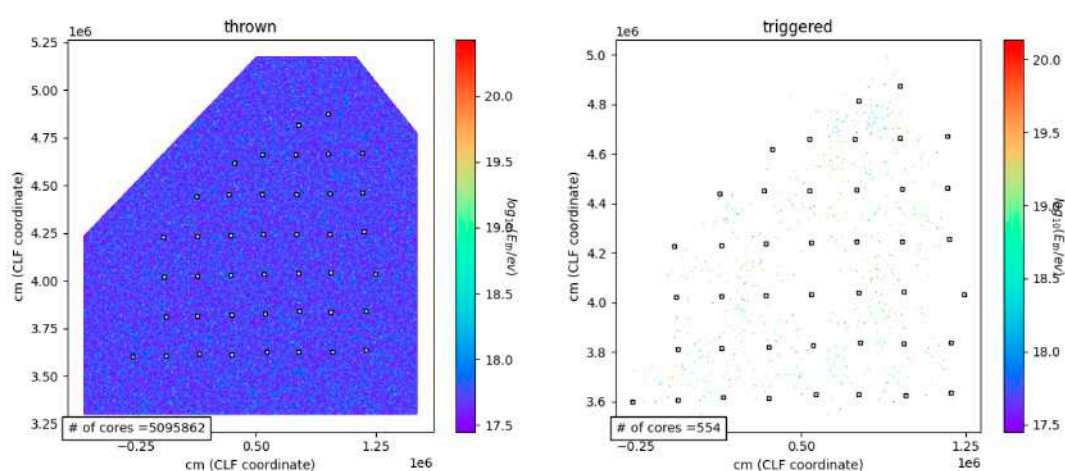


図47: 降らせた空気シャワー ($E_{gen} = 10^{17.45}$ eV から $10^{20.55}$ eV) のコアポジション分布 (左図) とその中でトリガーされたもののコアポジション分布 (右図)。点の色は一次宇宙線のエネルギーを表す。降らせた総数は 5095862 であり、その中でトリガーされたシャワー数は 554 であった。シャワーを降らせた範囲の面積は 329.1 km^2 である。

実際のトリガー効率を計算する際、KMサブアレイの輪郭 (図51) をとり、その中に降った宇宙線のみを対象とした。これらの各エネルギー bin においてアレイ内に降った宇宙線の数 $N_i^{thrown, in array}$ 、その中でトリガーされた宇宙線の数 $N_i^{trig, in array}$ として、トリガー効率 $N_i^{trig, in array} / N_i^{thrown, in array}$ を計算したものが図52である。

対象とした141日間において、42台中4台が稼働率0%であり他のSDも稼働率が100%ではない。これらのSDの稼働率をあげることで、図52中のオレンジ色のプロットのような、理想的なトリガー効率に近づく。SDは太陽電池と無線通信で自立稼働しており、日本あるいは米国などのメンバーがリモートでSDモニターを行っている。不具合があった場合には、COVID-19感染拡大のために2020年3月後半頃より日本から人を派遣できないこともあり、SDモニターの状況を反映させて比較的簡単な修理を米国の研究者あるいは技術者が行っている。ただし、日本のSDエキスパート等がTAx4サイトに行けないので、一部通信塔とSDの通信の調整や不具合の修理ができないSDがある。日本から派遣できるようになった際には、これらを改善することにより、SDのトリガー効率を向上させることが期待できる。

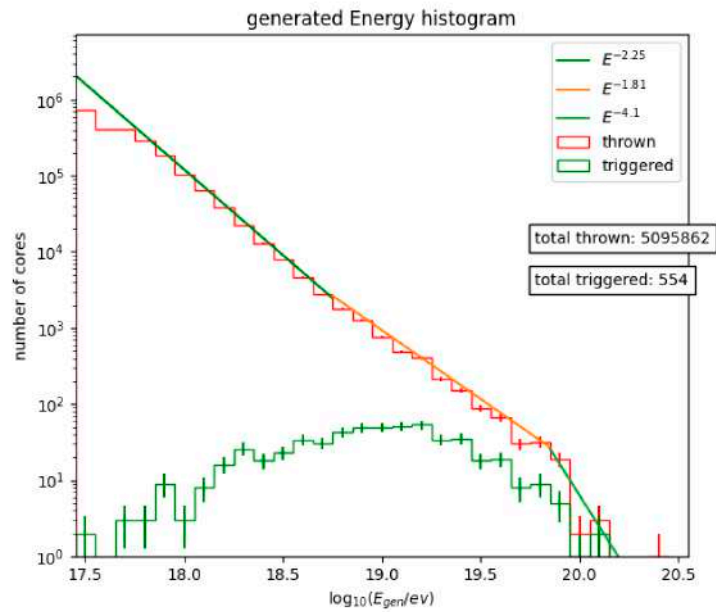


図 48: 降らせた空気シャワー ($E_{gen} = 10^{17.45}$ eV から $10^{20.55}$ eV) のエネルギー分布。横軸が一次宇宙線のエネルギー (log スケール) で、縦軸はそのエネルギー bin 内のイベント数を表す。赤色のヒストグラムは降らせたイベント、緑色のヒストグラムはトリガーされたイベントをそれぞれ表す。

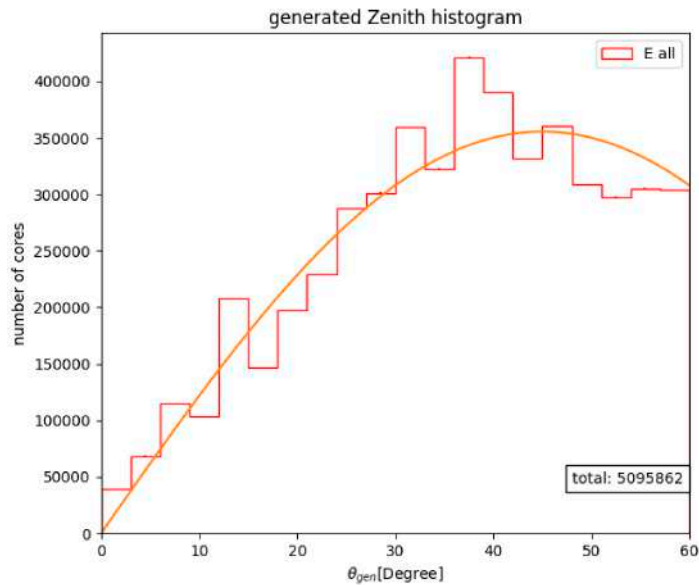


図 49: 降らせた空気シャワー ($E_{gen} = 10^{17.45}$ eV から $10^{20.55}$ eV) の天頂角分布。宇宙線の単位立体角あたりの到来頻度が一樣になるように、天頂角は $\cos \theta \sin \theta$ に従って生成した。図中に $\cos \theta \sin \theta$ の曲線を表す。

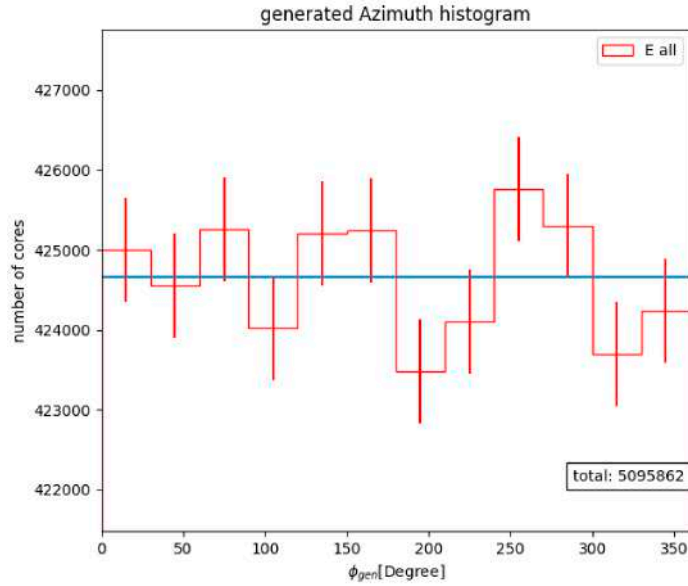


図 50: 降らせた空気シャワー ($E_{gen} = 10^{17.45}$ eV から $10^{20.55}$ eV) の方位角分布。方位角は 0° から 360° まで一様ランダムに決定した。

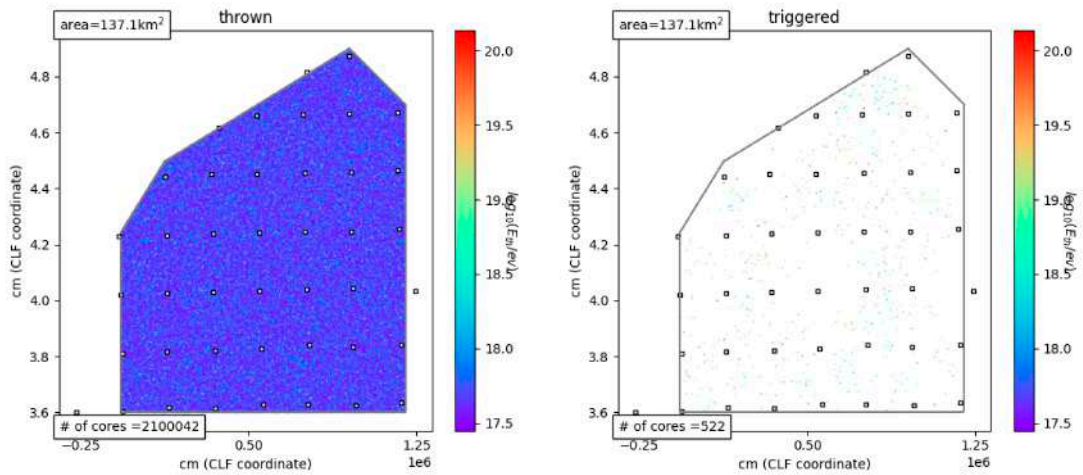


図 51: 図 47 に示される空気シャワーの中で、図の灰色の実線で示すアレイ内に降ったもののコアポジション分布 (左図) とその中でトリガーされたもののコアポジション分布 (右図)。点の色は一次宇宙線のエネルギーを表す。アレイ内に降ったシャワー数は 2100042 であり、その中でトリガーされたシャワー数は 522 であった。シャワーを降らせた範囲の面積は 137.1 km^2 である。

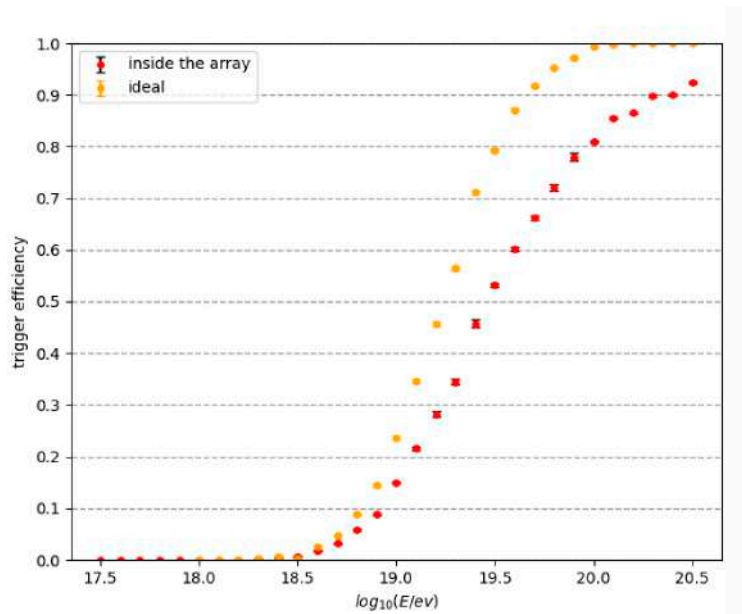


図 52: 図 51 のような範囲に空気シャワーを降らせた時のトリガー効率 (赤点)。横軸は一次宇宙線のエネルギー (log スケール) で、縦軸はそのエネルギー bin におけるトリガー効率を表す。図中のオレンジ色の点は、10 x 10 台全ての SD が稼働しているという理想状態におけるトリガー効率 (図 40 のオレンジ色の点) である。

6.4 観測データと MC シミュレーション結果の比較

MC シミュレーションで作成した空気シャワーが現実の空気シャワーを再現できているかを確認するには、実際に観測されたデータと MC シミュレーションで作成したデータの比較をする必要がある。今回は、トリガー数とイベント毎の Lv-0 トリガー生成 SD 数分布を観測データと MC シミュレーションで比較した。

6.4.1 トリガー数の比較

2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日までの観測データの Lv-2 トリガー数 (N_{Lv2}^{Data}) は、合計で 14791 であった。一方で、MC シミュレーションでの総トリガー数 (N_{Lv2}^{MC}) は合計で 554 であった。MC は前述の通り、宇宙線フラックスから予想される到来数のおよそ 25 倍の数を降らせたため、 $N_{Lv2}^{Data}=14791$ に対して、同じ (観測時間 × 観測面積) に対応する空気シャワーの MC シミュレーションの Lv-2 トリガー数は 22 である。

観測データの Lv-2 トリガー数が 672 倍多い要因は、実際のトリガーイベントには、シャワーイベント以外のバックグラウンドが多く含まれていることが考えられる。以下、シャワーイベント以外によるトリガー要因によるトリガー数について概算する。

1. 超高エネルギー一次宇宙線の空気シャワーが到来しなくても、もっとエネルギーが低く頻度の高い宇宙線に起因する大気ミューオンが常に地上に降り注いでいる。例えば 3 MIP の宇宙線が同時に隣接する SD に到来して Lv-2 トリガーを生成することがある。このように、一つの空気シャワーではない要因でそれぞれの SD はコンスタントに Lv-1 トリガーを生成している。そのトリガーレートは SD のゲインにもよるが、25 - 35 Hz を基準に ±5 Hz 程度時間変動する (例えば、図 22 参照)。これに対して、

6.5 節で後述するように、KM アレイ全体で期待される $E > 10^{17.45}$ eV の宇宙線のトリガー数は 1 年間でおよそ 120 であり、この寄与はバックグラウンドに対して非常に小さい。そこで、ここでは、大まかにシャワーイベントではない Lv-1 トリガーレートを 30 ± 5 Hz とおく。

2. ある 1 台の SD が $14 \mu\text{s}$ 以内に Lv-1 トリガーする確率は、 30 ± 5 [Hz] $\times 14 \times 10^{-6}$ [s] = $(4.2 \pm 0.7) \times 10^{-4}$ 。
3. ある SD が Lv-1 トリガーを発行した後の $14 \mu\text{s}$ 以内に特定の 2 台の SD がともに Lv-1 トリガーを発行する確率は 2. より、 $p_{2SDs} = (4.2 \pm 0.7 \times 10^{-4})^2 = (1.8 \pm 0.6) \times 10^{-7}$ 。
4. KM サブアレイの常時稼働していない 4 台を除いた 38 台の検出器の中で、隣接 3 台の組み合わせは 88 通り。ただし、これら 38 台の検出器は常に稼働しているわけではない。そこで、各検出器がそれぞれ図 38 に示される平均稼働率に従って稼働しているとして、ある瞬間に稼働している SD のみで隣接 3 台が何通りできるかを乱数を用いてシミュレートした。このシミュレートを 10000 回行ったところ、平均の組み合わせ数は 65 で、標準偏差は 11 であった。これより、稼働率を考慮した隣接 3 台の組み合わせとして、 65 ± 11 を用いる。
5. 最初にトリガーする SD を指定する場合の隣接 3 台の組み合わせは、4. より $C_{3SDs} = 3 \times (65 \pm 11) = 195 \pm 33$ 。
6. 1 日は $T_{1day} = 24 \times 60 \times 60$ [s]。
7. これらから、1 日で期待される KM サブアレイの Lv-2 トリガー数は、

$$(30 \pm 5) \times p_{2SDs} \times C_{3SDs} \times T_{1day} = 89 \pm 36 \text{ [triggers/1day]} \quad (6.1)$$

となる。

これより、141 日間では、 $(89 \pm 36) \times 141 = (13 \pm 5) \times 10^3$ だけトリガーされると見込まれる。これ $N_{Lv2}^{Data} = 14791$ とおおよそ合っている。

これらのトリガーイベントの多くは、再構成とクオリティーカットの段階で落ち、(MC に十分な再現性がある場合) 観測データのトリガーイベントの中で再構成に成功しクオリティーカット (QC) を満たしたイベント (『再構成 + QC』) と (宇宙線フラックスで規格化した) MC の『再構成 + QC』の数は等しくなると考えられる。TAx4 SD の再構成プログラムが完成した後に、この『再構成 + QC』のイベント数を比較することで、MC の再現性を確かめられる。

6.4.2 イベント毎のトリガー SD 数の比較

図 53 に観測データの Lv-2 トリガーイベントの Lv-0 トリガー生成 SD 数と MC の Lv-2 トリガーイベントの Lv-0 トリガー生成 SD 数の分布を示す。図に示されるように、観測データよりも MC の方が Lv-0 トリガー生成 SD 数が多い。これもシャワー以外のバックグラウンドイベントが多いことによると考えられ、トリガー数と同様、『再構成 + QC』のイベントの比較で確かめる必要がある。

6.4.3 再構成コアポジションの分布

図 54 に Geometry fit で再構成したイベントのコアポジション分布を示す。観測データ、MC の双方で稼働していない検出器まわりのコアポジション数は少ないことがわかる。これより、シミュレーションでは実際の SD の非稼働状況がシミュレートされていることがわかる。また、観測データのコアポジション分布は KM サブアレイの南西の検出器 7204 周辺で多いことがわかる。これは、実際の検出器 7204 および周辺の検出機の PMT のゲインが大きいことによると考えられる (図 55 参照)。Lv-1 トリガーの判定条件である 3 MIP=150

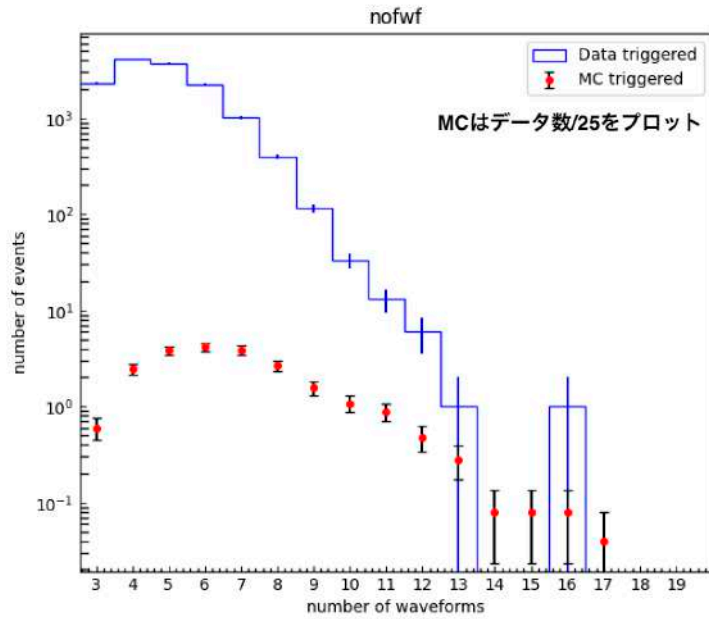


図 53: 観測データの Lv-2 トリガーイベントの Lv-0 トリガー生成 SD 数分布と $E > 10^{17.45}$ eV の宇宙線の空気シャワー MC シミュレーションの Lv-2 トリガーイベントの Lv-0 トリガー生成 SD 数分布。横軸は Lv-0 トリガー SD 数で、3 台から 20 台を示す。MC シミュレーションは期待される量の 25 倍生成しているため、25 で割った値をプロットした。

FADC カウントは一定であるため、ゲインが大きいほど Lv-1 トリガーの生成頻度が増える。なお、MC シミュレーションのゲインは一定である。

このようなゲインの高い SD 周辺で過剰にトリガーされたイベントも最終的なイベント再構成の際には、信号の大きさがキャリブレーションデータによって FADC カウントからエネルギーに変換されて、クォリティーカットによって落ちると考えられるため、再構成コアポジション分布も『再構成 + QC』の段階で観測データと MC が一致するか確認する必要がある。

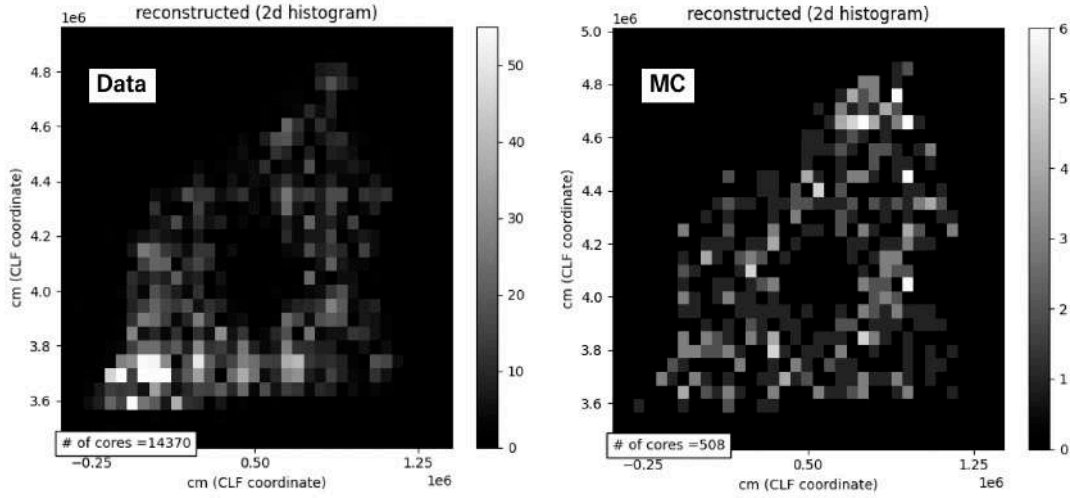


図 54: 再構成コアポジション分布。横軸が東西方向で、縦軸が南北方向である。左図は観測データのコアポジション分布を、右図は MC のコアポジション分布を表す。図は二次元ヒストグラムであり、1 つのグリッドのサイズは 500 m × 500 m である。グリッドの色がそのグリッド内の再構成されたコアポジション数を表し、度数が大きいほど白い。

6.5 TAx4 SD 1 年間の観測で期待される宇宙線イベント数

この節では、KM サブアレイのトリガー効率から計算した KM サブアレイで 1 年間観測した時に期待される宇宙線イベントトリガー数について述べる。また、KM サブアレイの期待されるトリガー数の計算から、他サブアレイ (BF サブアレイ, DM サブアレイ, SC サブアレイ, SN サブアレイ, SR サブアレイ) も含めた TAx4 アレイ全体での 1 年間に期待されるトリガー数について計算し、ホットスポット解析に用いられる 57 EeV 以上のイベントの観測数について、TAx4 SD と TA SD の比較を行う。

6.5.1 TAx4 SD アレイで 1 年間に期待される宇宙線イベントトリガー数

KM サブアレイで 1 年間に期待されるトリガー数を計算した。この際、あるエネルギー E における 1 年間に期待されるイベント数 $N_{expect}^{1year}(E)$ を計算する式として以下の式を用いた。

$$N_{expect}^{1year} = J(E) \times E \times S \times \Omega \times T_{year} \times \epsilon(E) \quad (6.2)$$

ここで、 $E[\text{eV}]$ は宇宙線のエネルギー、 $J(e)[\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}]$ は宇宙線の微分フラックス、 S はアレイの面積、 Ω は立体角、 $T_{year} = 3.16 \times 10^7 [\text{s}]$ は 1 年間の秒数、 $\epsilon(E)$ はエネルギー E におけるトリガー効率を表す。宇宙線の微分フラックス $J(E)$ としては、以下の式を用いた。

$$J(E) = \begin{cases} 2.56 \times 10^{24} \left[\frac{E}{\text{eV}} \right]^{-3} [\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}], & E \leq 10^{19.8} [\text{eV}] \\ 2.56 \times 10^{60.43} \left[\frac{E}{\text{eV}} \right]^{-4.84} [\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}], & E \geq 10^{19.8} [\text{eV}] \end{cases} \quad (6.3)$$

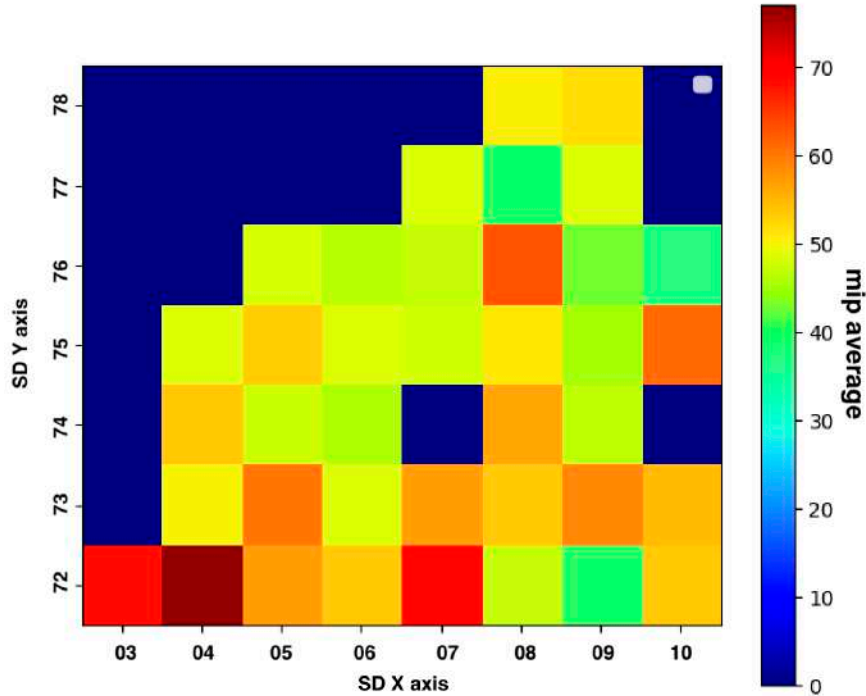


図 55: 各検出器のゲインの平均値のマップ。各グリッドが検出器を表し、グリッドの色がゲイン (表 3 の mip) の平均値の大きさを表す。mip の平均値が大きい 5 つの検出器は上から順に検出器 7204(mip= 77.1 FADC カウント), 7207(mip= 69.1 FADC カウント), 7203(mip= 68.4 FADC カウント), 7608(mip= 63.0 FADC カウント), 7510(mip= 61.2 FADC カウント) である。検出器 7407, 7410, 7706, 7710 は常に信号を発生していないので、平均値が 0 である。

ここで、 $E \leq 10^{19.8}$ [eV] における宇宙線微分フラックス $J(E) = 2.56 \times 10^{24} \left[\frac{E}{\text{eV}} \right]^{-3} [\text{eV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}]$ は、図 56 に示される、 $E > 100$ TeV での微分フラックスが E^{-3} に比例すると仮定して求められたものを使用した [25]。 $E \geq 10^{19.8}$ [eV] における宇宙線微分フラックス $J(E) = 2.56 \times 10^{60.43} \left[\frac{E}{\text{eV}} \right]^{-4.84} [\text{eV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}]$ は 2.4 に述べた、TA SD で観測したカットオフのスペクトルの傾き $J(E) \propto E^{-4.84}$ を使用した [20]。式 6.3 の一次宇宙線微分フラックスを図 57 に示す。

ここで、トリガー効率 $\epsilon(E)$ として、KM アレイの外側 3 km までの範囲 ($S = 329 \text{ km}^2$) に降った空気シャワーのトリガー効率 (表 5) を用いて計算すると、TA 実験でホットスポットが観測されているエネルギー領域 ($E > 57 \text{ EeV}$) では、1 年間におよそ 2.9 イベントがトリガーされると計算された。ただし、この概算では宇宙線微分フラックスとして単純なモデル (図 57) を使用しているため、実際の宇宙線フラックスによるトリガー数と異なる可能性がある。そこで、11 年間の観測でホットスポットの解析に用いられる宇宙線 ($\theta < 55^\circ$, $E > 57 \text{ EeV}$) を 168 イベント観測した TA SD でも同じ宇宙線微分フラックス (図 57) を使用して 1 年あたりの観測数 ($N_{TA,qc}^{1\text{year}}(E > 57 \text{ EeV}, \theta < 55^\circ)$) を計算したところ、11 [events/year] となった*32。

*32 この計算の際、TA SD の面積を 700 km^2 、 $E > 57 \text{ EeV}$ におけるトリガー効率を 100%、トリガーされたイベントの再構成効率

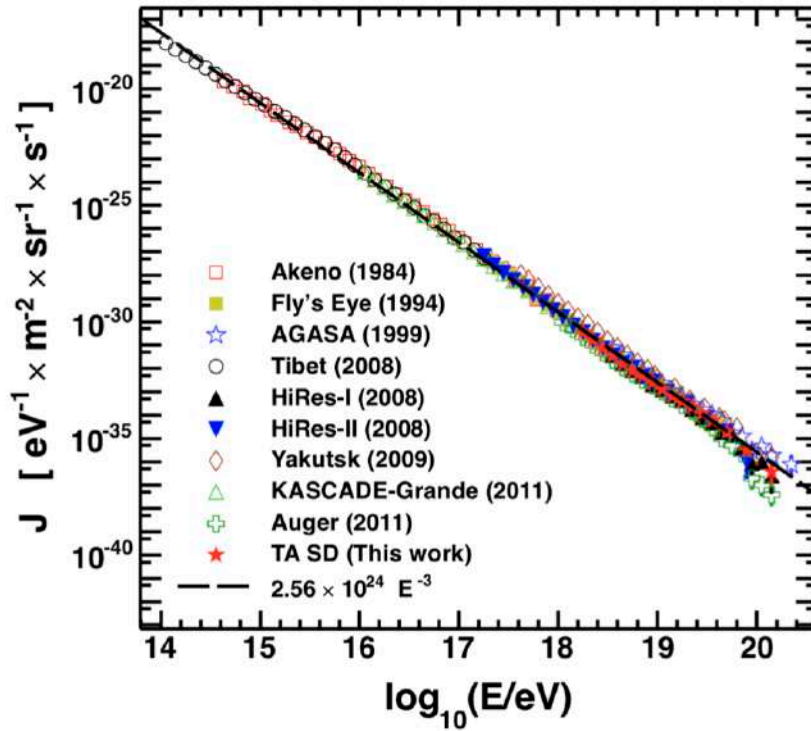


図 56: Akeno や AGASA, Tibet, Fly's Eye, Yakutsk, KASCADE-Grande, Pierre Auger で観測された $E > 100$ TeV の微分フラックス [25]。破線は、これらが 1 つのべき関数に従うと仮定してフィットした結果である。

実際は $168/11=15$ [events/year] であるため、図 57 を使用して計算した 57 EeV 以上の宇宙線の 1 年あたりのトリガー数は、実際の値に対して $(15-11)/15=23\%$ ほど小さく見積もっていると言える。この補正をして、KM サブアレイでは 1 年間に 57 EeV 以上のイベントが $2.9 \times (15/11)=4$ トリガーされると期待される ($N_{KM}^{1year}(E > 57 \text{ EeV})=4$)。KM サブアレイで 1 年間に期待されるイベント数を図 58 に示す。

また、KM サブアレイ内 ($S = 137 \text{ km}^2$) に降った空気シャワーのトリガー効率 (図 52) を用いて同様に計算した $E > 57 \text{ EeV}$ の宇宙線イベントの 1 年間のトリガー数 ($N_{KM \text{ in array}}^{1year}(E > 57 \text{ EeV})$) は $N_{KM \text{ in array}}^{1year}(E > 57 \text{ EeV})=3.4$ イベントであった。

KM サブアレイにおけるトリガー期待数に $[800 \text{ km}^2(\text{TAx4 アレイの現在の面積})]/[137 \text{ km}^2(\text{KM サブアレイの面積})]$ をかけることで TAx4 アレイ全体でトリガーされるイベントの期待数を計算すると、1 年間のトリガー数は 23 となった。

を 100%、クオリティーカットによって全てのイベントが残るとした。

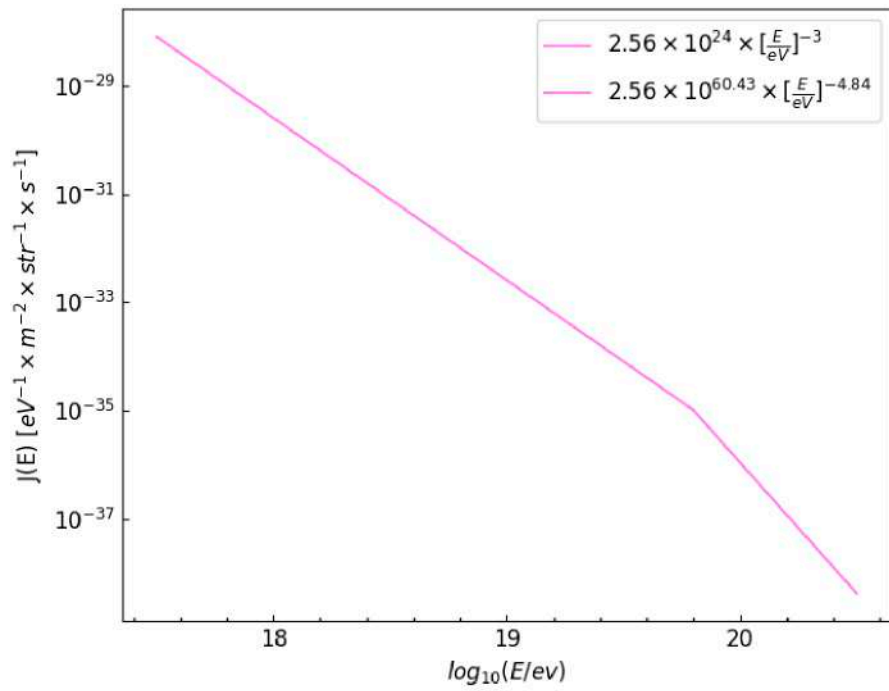


図 57: 期待されるトリガー数を計算する際に用いた宇宙線微分フラックス。 $E \leq 10^{19.8}$ eV での微分フラックスは図 56 に示したフラックス [25] を、 $E \geq 10^{19.8}$ eV での微分フラックスは TA SD の $E \geq 10^{19.8}$ eV での傾き ($J(E) \propto E^{-4.84}$)[20] を使用し、 $E \leq 10^{19.8}$ eV での微分フラックスと連続するように比例係数を選んだ。

表 5: KM サブアレイのアレイの外側 3 km までの範囲に降った空気シャワーのトリガー効率。アレイの面積の 2 倍近くの領域まで降らせているので、最も高いエネルギー領域でもトリガー効率は 50% 程度である。

エネルギー範囲 [eV]	トリガー効率
$10^{17.45} - 10^{17.55}$	0.00028%
$10^{17.55} - 10^{17.65}$	0%
$10^{17.65} - 10^{17.75}$	0.00073%
$10^{17.75} - 10^{17.85}$	0.0011%
$10^{17.85} - 10^{17.95}$	0.0049%
$10^{17.95} - 10^{18.05}$	0.0071%
$10^{18.05} - 10^{18.15}$	0.017%
$10^{18.15} - 10^{18.25}$	0.036%
$10^{18.25} - 10^{18.35}$	0.076%
$10^{18.35} - 10^{18.45}$	0.15%
$10^{18.45} - 10^{18.55}$	0.26%
$10^{18.55} - 10^{18.65}$	0.75%
$10^{18.65} - 10^{18.75}$	1.3%
$10^{18.75} - 10^{18.85}$	2.4%
$10^{18.85} - 10^{18.95}$	3.8%
$10^{18.95} - 10^{19.05}$	6.5%
$10^{19.05} - 10^{19.15}$	9.3%
$10^{19.15} - 10^{19.25}$	12%
$10^{19.25} - 10^{19.35}$	15%
$10^{19.35} - 10^{19.45}$	21%
$10^{19.45} - 10^{19.55}$	24%
$10^{19.55} - 10^{19.65}$	28%
$10^{19.65} - 10^{19.75}$	31%
$10^{19.75} - 10^{19.85}$	33%
$10^{19.85} - 10^{19.95}$	38%
$10^{19.95} - 10^{20.05}$	41%
$10^{20.05} - 10^{20.15}$	43%
$10^{20.15} - 10^{20.25}$	45%
$10^{20.25} - 10^{20.35}$	49%
$10^{20.35} - 10^{20.45}$	51%
$10^{20.45} - 10^{20.55}$	54%

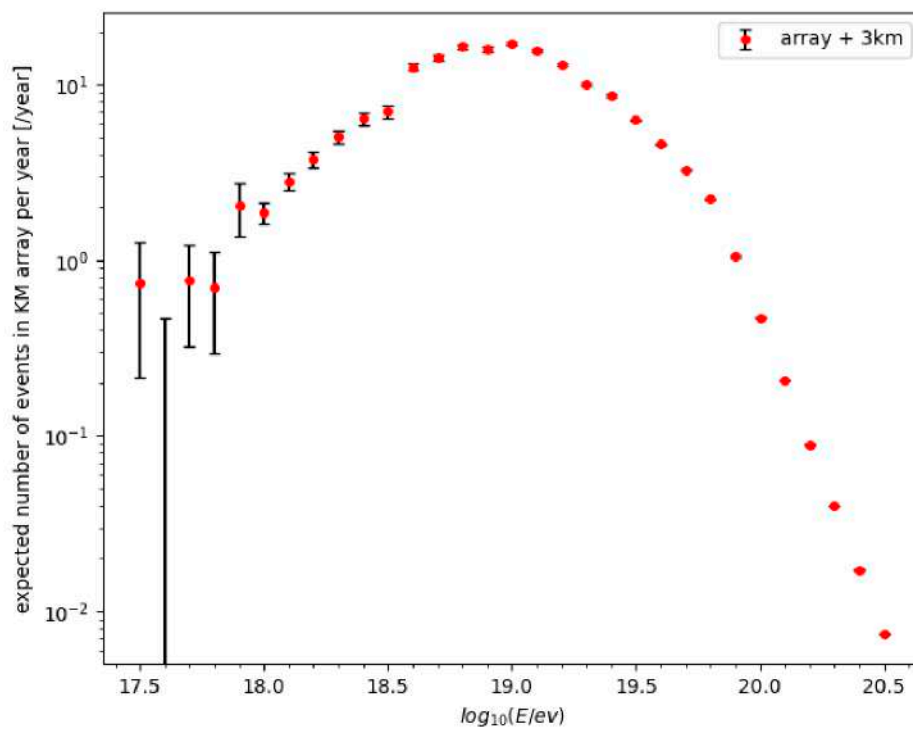


図 58: KM サブアレイで 1 年間にトリガーされるイベントの期待数。式 (6.2) を用いて計算した。横軸は宇宙線のエネルギーで、縦軸は各エネルギー bin ($\Delta \log E = 0.1$) における期待されるトリガー数。

6.5.2 ホットスポット解析に用いられる宇宙線 ($E > 57$ EeV, $\theta < 55^\circ$) の観測数の TA SD と TAx4 SD の比較

すでに設置された TAx4 SD アレイ ($S = 800$ km² (TA SD は除く)) で、57 EeV 以上のエネルギーの宇宙線が1年間におよそ 23 イベントトリガーされると計算した。ホットスポット解析に用いられるイベントは再構成後に天頂角 $\theta < 55^\circ$ の条件をかけて残ったイベントである*33。MC では $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ の範囲で空気シャワーを生成しているおり、トリガーされたイベントの内 $\theta < 55^\circ$ のイベントの割合は 88% であるから、 $\theta < 55^\circ$ の条件のもとでは TAx4 SD でトリガーされたイベントのうち、 $0.88 \times \frac{\int_{0^\circ}^{60^\circ} \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_{0^\circ}^{90^\circ} \sin \theta \cos \theta d\theta} = 66\%$ が残ると考えられる。つまり、現在の設置台数の TAx4 SD (TA SD は除く、約 800 km²) で 1 年間に観測される $E > 57$ EeV, $\theta < 55^\circ$ の宇宙線イベント数 ($N_{TAx4,qc}^{1year}(E > 57 \text{ EeV}, \theta < 55^\circ)$) は、 $23 \times 0.66 = 15$ イベントとなる。一方で、TA SD アレイ (約 700 km²) では、 $N_{TA,qc}^{1year}(E > 57 \text{ EeV}, \theta < 55^\circ) = 15$ であり、TAx4 SD と TA SD のホットスポット解析に用いられる宇宙線 ($E > 57$ EeV, $\theta < 55^\circ$) の 1 年間の観測数は同程度であると言える。以下、今後 TAx4 SD で 57 EeV 以上の宇宙線のトリガー数が向上する要因となる要素を挙げ、それらの効果を大まかに議論する。

TAx4 SD アレイのトリガー数改善

TAx4 SD アレイのトリガー数が向上する要因として、以下の要素が挙げられる。

- **SD 稼働率の改善**：図 52 に示されるように、実際の稼働状況を考慮して計算したトリガー効率は、全 SD 稼働の理想的な状態でのトリガー効率よりも低い。現在、COVID-19 の影響で、現地の研究者・技術者のみが SD の修理を行える状況であるが、より多くの研究者 (特に SD のエキスパート) を派遣できるようになれば、SD の稼働状況は理想的な状態に近づく。全 SD 稼働の理想的な状態のトリガー効率を用いて、KM アレイ内の 57 EeV 以上の 1 年間のトリガー数 ($N_{KM \text{ in array}}^{1year}(E > 57 \text{ EeV})$) を計算すると、4.4 イベントとなった。これより、SD 稼働率の改善により $N_{KM}^{1year}(E > 57 \text{ EeV})$ は最大 $(4.4 - 3.4)/3.4 = 29\%$ 改善する。ただし、全 SD 稼働の理想的な状態のトリガー効率はアレイの中心でのトリガー効率なので、アレイ内のトリガー効率改善は 29% よりも小さい。また、今回参照した期間では、常に非稼働であった 4 台の SD のうち 3 台がアレイの輪郭に位置しており、これらが改善されればアレイ外でのトリガー効率はアレイ内のトリガー効率よりも上昇すると考えられる。
- **境界トリガーの導入**：現在は、TAx4 SD アレイの 6 つのサブアレイで独立にトリガー生成、データ収集が行われており、サブアレイの境界で隣接 3 台が Lv-1 トリガーを生成しても Lv-2 トリガーは生成されない。現在、境界上での Lv-2 トリガーを生成させ、TAx4 の北側のアレイと南側のアレイをそれぞれ 1 つのアレイとしてトリガー生成できるようにする境界トリガーが開発されており、導入を行おうとしている。この境界トリガーが導入されれば、サブアレイの境界に降ったイベントもトリガーされるようになるため、実質的な観測面積が大きくなる。境界トリガー導入により、およそ 150 km² の観測面積が増え、 $S = 950$ km² となる。これより、トリガー数は $(950 - 800)/800 = 19\%$ 改善すると計算できるが、境界トリガー導入前でもアレイの外側でトリガーされるイベントがあるため、実際の改善割合は 19% よりも低くなる。
- **エネルギースケージング**：5.4 節で述べたように、SD の再構成で得た一次宇宙線のエネルギーはシミュ

*33 実際には、再構成のフィッティングの良さやイベントに属する SD 数などのクオリティーカットをかけるが、これらによるイベント損失割合は小さい (1 から 3% 程度 [25]) ため、この議論では無視する。

レーシヨンの相互作用モデルに依存するため、エネルギーのスケーリングを行ったものを最終的な一次宇宙線のエネルギーとして用いる。相互作用モデルとして QGSJETII-03 を用いる TA SD の場合はそのスケールが 1.27(再構成エネルギーを 1.27 で割った値を用いる)であり、QGSJETII-04 を用いる TA_{x4} SD のエネルギースケールは先行研究 [27] ではおよそ 1.2 であると知られている。エネルギーを 1.2 で割った値で計算したトリガー効率を計算すると、 $N_{KM\ in\ array}^{1year}(E > 57\ EeV) = 3.6$ となり、これにより $N_{KM\ in\ array}^{1year}(E > 57\ EeV)$ は $(3.6 - 3.4)/3.4 = 5\%$ 大きくなると考えられる。

上にあげた効果で、仮に SD 稼働率の改善の効果を 25%、境界トリガーの導入の効果を 10%、エネルギースケーリングの効果を 5% とおくと、合計で $(1.25 \times 1.10 \times 1.05) - 1 = 44\%$ である。これより、改善後の $N_{TAx4,qc}^{1year}(E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ)$ は、およそ $15 \times 1.44 = 22$ となる。表に TA SD, TA_{x4} SD(現状), TA_{x4} SD(改善後) における $N^{1year}(E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ)$ を表 6 に示す。

表 6: 各アレイにおける、ホットスポット解析に用いられる宇宙線 ($E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ$) の 1 年間の観測数 ($N^{1year}(E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ)$)。TA SD の値は実測値 (168 events/11 years = 15 events/year) を表す。TA_{x4} SD(現状) は、SD が 257 台設置されており、面積は 800 km², KM サブアレイの実際の稼働率を元に計算したトリガー効率を仮定したアレイ状態である。 $N^{1year}(E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ)$ は計算した値に補正值 (15/11) をかけたものである。TA_{x4} SD(改善後) は、SD が 257 台設置されており、境界トリガーが導入されて面積は 950 km², SD は全て稼働していると仮定したアレイ状態である。 $N^{1year}(E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ)$ はエネルギーをスケーリング (1.2 で割る) させ、計算した値に補正值 (15/11) をかけたものである。

アレイ	$N^{1year}(E > 57\ EeV, \theta < 55^\circ)$
TA SD	15
TA _{x4} SD(現状)	15
TA _{x4} SD(改善後)	22

7 結論および展望

最高エネルギー宇宙線の起源解明を主目的としたテレスコプレイ (TA) 実験は、2008 年 5 月より 507 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) と 3 か所に建設された大気蛍光望遠鏡でおよそ 700 km² の領域で観測を行なっている。TA 実験では 11 年間で観測した宇宙線のエネルギースペクトルの解析により、 $10^{19.81 \pm 0.03}$ eV にカットオフがあることを観測し、これは GZK カットオフの予想と矛盾しない。また、57 EeV 以上の宇宙線を 168 イベント観測し、その到来方向の解析により、赤経 144.3°、赤緯 40.3° に事前確率 5.1σ 、事後確率 2.9σ のホットスポット (バックグラウンドに比べて観測数の多い領域) を観測した。これらの結果を受け、最終的に TA 実験の 4 倍の有効面積で観測を行い、短期間で多くのデータを取得して最高エネルギー宇宙線の起源の解明を目的としたテレスコプアレイの拡張 (TAx4) が計画された。2019 年 2 月、3 月に追加予定の約半分の 257 台の SD を設置し、2019 年 4 月に観測を開始した。

観測データよりエネルギースペクトルを推定するには、観測システムのアパーチャーを知る必要があり、モンテカルロ (MC) シミュレーションを用いたアパーチャーの計算が行われる。本論文では、TAx4 実験の地表検出器アレイの性能解析を行なった。まず、検出器が全て稼働しているという理想的な状態のもとでの性能解析を行なったところ、一次宇宙線 (陽子) のエネルギーがおよそ 10^{20} eV 以上ではシャワートリガー効率は 100% 近くになった。また、 10^{19} eV 以下ではトリガー効率が約 35% になった。この理想的なトリガー効率の計算の際、MC シミュレーションの各ステップの吟味を行い、それぞれの段階で正常にシミュレーションが行われていることを確認した。

次に、2019 年 4 月より定常観測を開始した TAx4 実験の SD のキャリブレーションデータを用いて性能解析を行なった。KM (Keg Mountain) サブアレイ (約 137 km²) の 42 台の SD の 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日までのキャリブレーションデータを用いて MC シミュレーションを行い、 $10^{17.45}$ eV $< E < 10^{20.55}$ eV のエネルギー領域でその期間に期待される宇宙線到来数のおよそ 25 倍の空気シャワー MC イベントを生成した。生成の際、SD のキャリブレーションデータを詳細に調べ、空気シャワー MC シミュレーションに反映させた。

生成したデータを用いて、まず、MC シミュレーションと観測データの比較をトリガー数、シャワートリガーイベント毎の Lv-0 トリガー (0.3 MIP 以上の信号を持つ) SD 数分布、再構成コアポジション分布に対して行なった。比較の結果、観測データはバックグラウンドの寄与が大きく、詳細な比較をするためには再構成およびクオリティーカットをする必要があると分かった。

また、MC シミュレーションイベントを用いて、実際の SD の状態におけるトリガー効率を計算した。計算したトリガー効率から、ホットスポット解析に用いられる宇宙線の TAx4 SD における 1 年間の観測数を計算し、以下のようになった。

- 現状の TAx4 SD : 15 events/year
- SD 全稼働、境界トリガー導入、エネルギースケール考慮後の TAx4 SD : 22 events/year
- なお、TA SD では、およそ 15 events/year である。

今後としては、以下のようなことを研究する必要がある。

- 観測データと MC 結果の比較 : MC シミュレーションによって生成した空気シャワーが現実の空気シャ

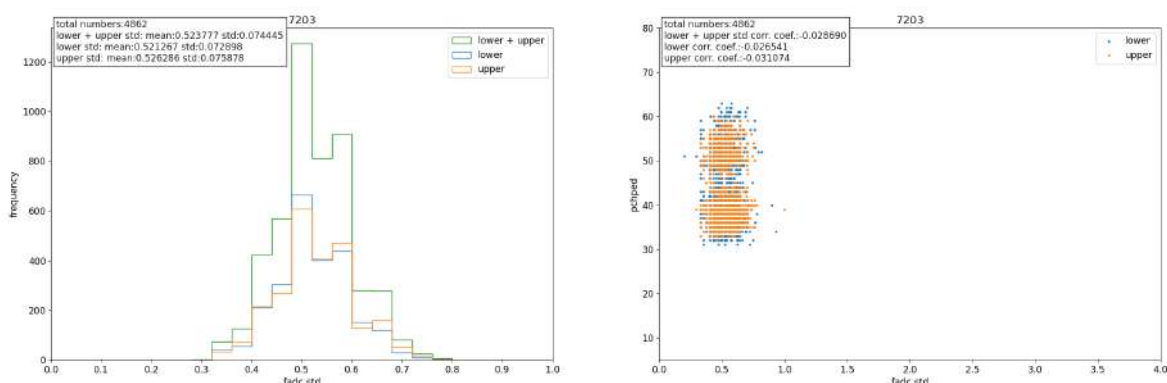
ワーをよく再現していることを確認するために、観測データと MC の比較をする必要がある。6.4 節で述べたように、現在、対象とする超高エネルギー宇宙線が入ってきて空気シャワーが生成された場合に、大気ミューオンとの accidental coincidence の影響は MC シミュレーションに入っている。しかし、大気ミューオンのみによって偶然 Level-2 トリガーがかかる場合は MC シミュレーションで考慮されていない。そのため、観測データと MC シミュレーションの比較をする際には再構成と適切なクオリティカットを施して残ったイベントを比較する必要がある。

- KM サブアレイ以外のサブアレイの解析：今回は TA_x4SD アレイのうち、KM サブレアレイというアレイの一部に対して解析を行なった。KM サブアレイの最近のデータまで含めて観測期間を広げた解析を進めると同時に、同様の解析を他のサブアレイに対しても行う必要がある。現在は各サブアレイが独立にトリガーおよびデータ収集を行なっている。そのためにサブアレイの境界付近にシャワーコアがあるイベントはトリガー条件が満たされず失われる可能性がある。このようなデータも取得するために、境界付近の SD 情報を合わせた境界トリガーが導入される予定である。境界トリガー導入後は TA_x4 の北側のアレイ全体、南側のアレイ全体のそれぞれに対して解析を行う。
- アパーチャーの計算：一次宇宙線のエネルギースペクトルを求めるためには各エネルギー領域における SD アレイのアパーチャーを計算する必要がある。MC で生成された空気シャワーが現実の空気シャワーをよく再現していることを確認したのち、その MC データを用いたアパーチャー計算を行う。

また、57 EeV 以上の空気シャワーのトリガー数の概算より、不具合のある SD を修理して稼働率を向上させることで最大 25% 程度のトリガー数改善が見込まれるため、SD の修理も非常に重要である。COVID-19 感染拡大のために 2020 年 3 月後半頃より日本から人を派遣できないこともあり、SD モニターの状況を反映させて比較的簡単な修理を米国の研究者あるいは技術者が行っている。ただし、日本の SD エキスパート等が TA_x4 サイトに行けないので、一部通信塔と SD の通信の調整や不具合の修理ができない SD がある。日本から派遣できるようになった際には、これらを改善することにより、SD のトリガー効率を向上させることが期待できる。

A KM サブアレイの各検出器の pedestal の標準偏差 (σ') ヒストグラム、 σ' と pchped(FADC 値の 8bin 積分の最頻値) の相関

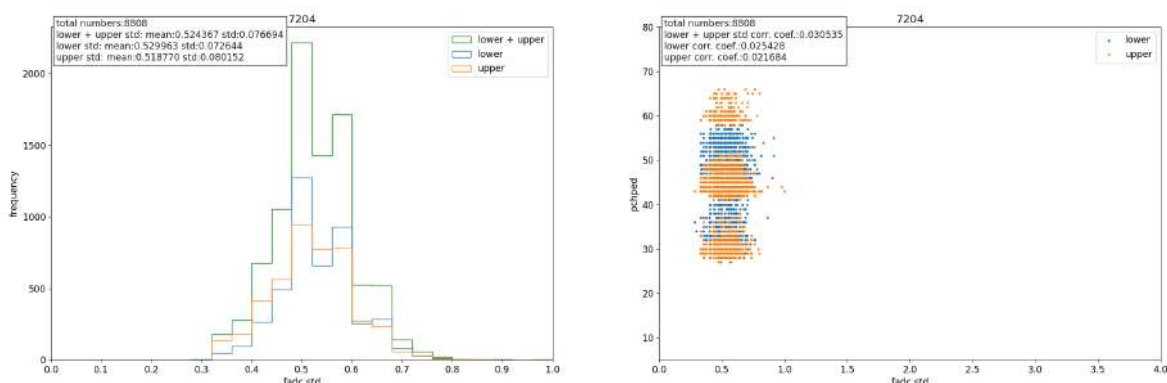
6.2.1 節では、MC での pedestal の扱いについて述べた。図 42 では、検出器 7206 の観測データの pedestal の標準偏差の分布や、pchped との相関を示したが、ここでは他の KM サブアレイ内の検出器についても同様の図を載せる*34。各図でオレンジ色が上層を、青色が下層を表す。



(a) 検出器 7203 の、 σ' の分布。

(b) 検出器 7203 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 59: 検出器 7203 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。



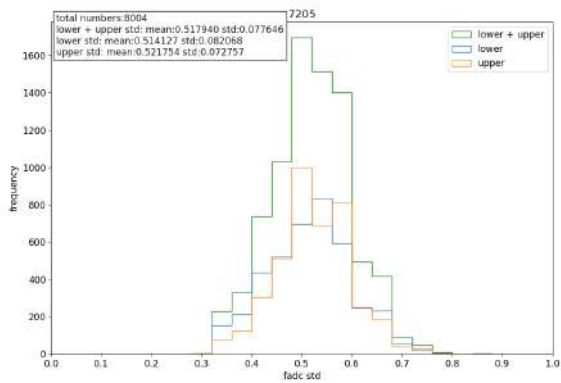
(a) 検出器 7204 の、 σ' の分布。

(b) 検出器 7204 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

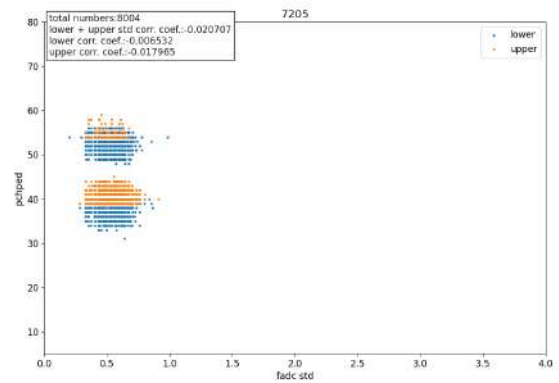
図 60: 検出器 7204 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

図 42 と図 59-95 より、各検出器で記録したイベントごとに計算された FADC 値の標準偏差 (σ') の平均 ($\mu'_{\sigma'}$) はおよそ 0.52 程度であることがわかる。また、 σ' の値が 1 より大きい点が見つかるが、これは

*34 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日まで常に信号を取得していなかった 4 台の検出器 (7407, 7410, 7706, 7710) に関しては、観測データがないため図がない。

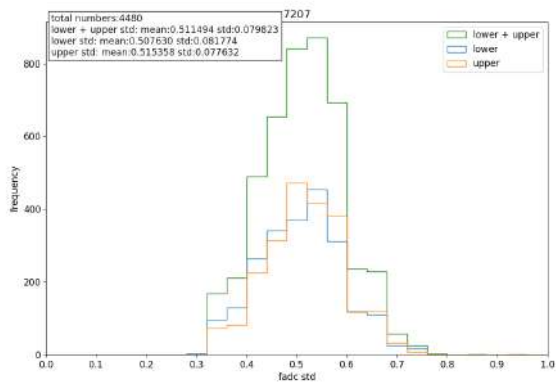


(a) 検出器 7204 の、 σ' の分布。

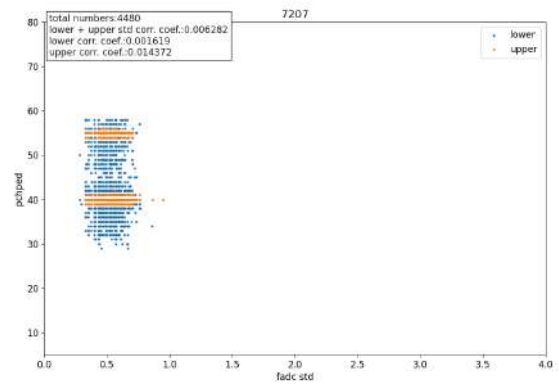


(b) 検出器 7205 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 61: 検出器 7205 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

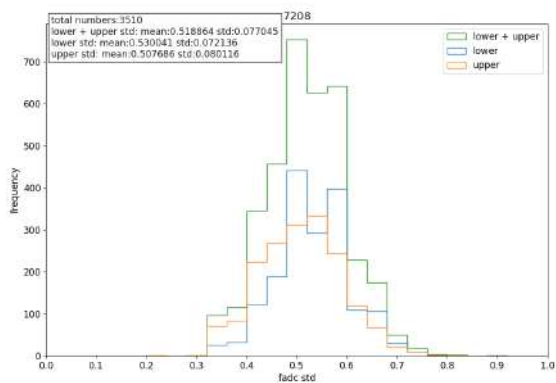


(a) 検出器 7207 の、 σ' の分布。

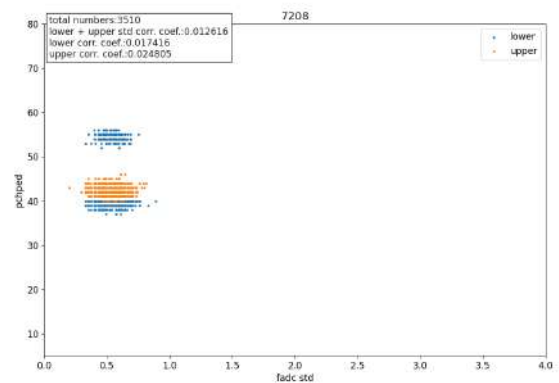


(b) 検出器 7207 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 62: 検出器 7207 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

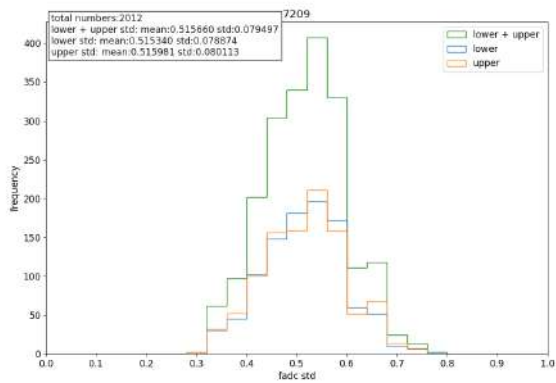


(a) 検出器 7208 の、 σ' の分布。

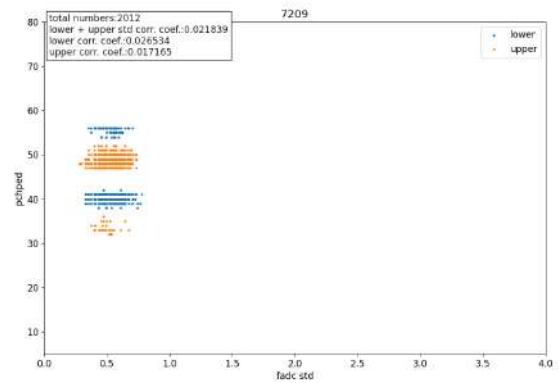


(b) 検出器 7208 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 63: 検出器 7208 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

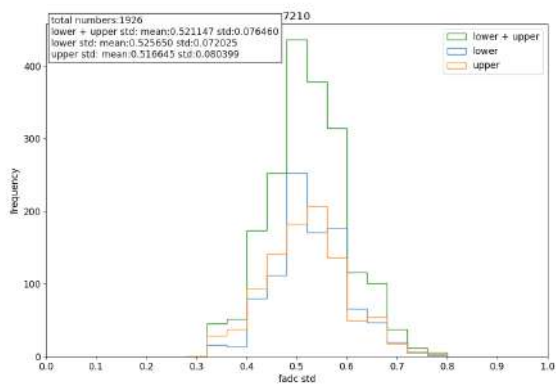


(a) 検出器 7209 の、 σ' の分布。

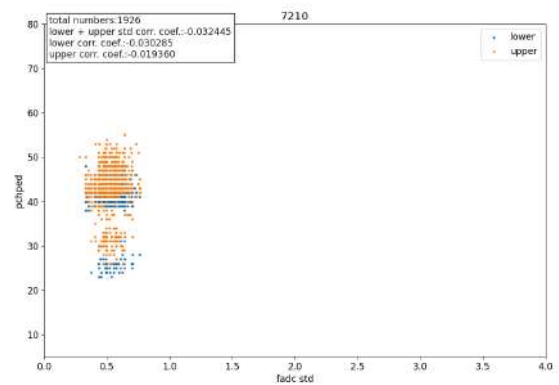


(b) 検出器 7209 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 64: 検出器 7209 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

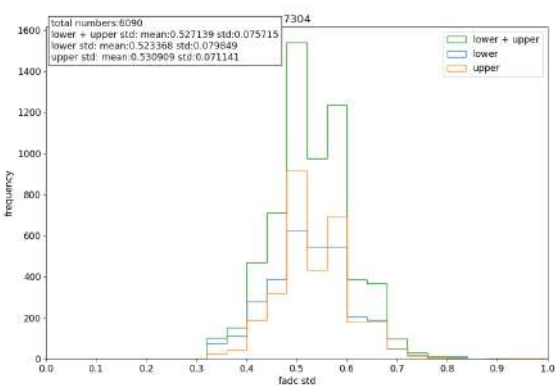


(a) 検出器 7210 の、 σ' の分布。

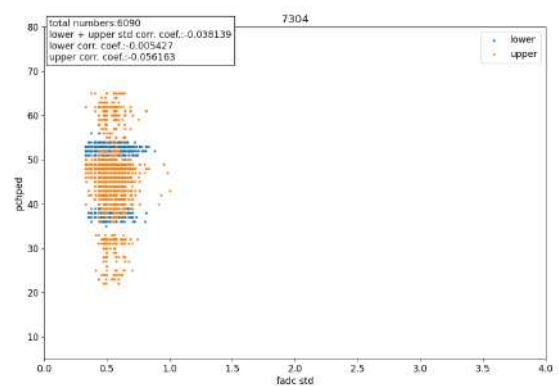


(b) 検出器 7210 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 65: 検出器 7210 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

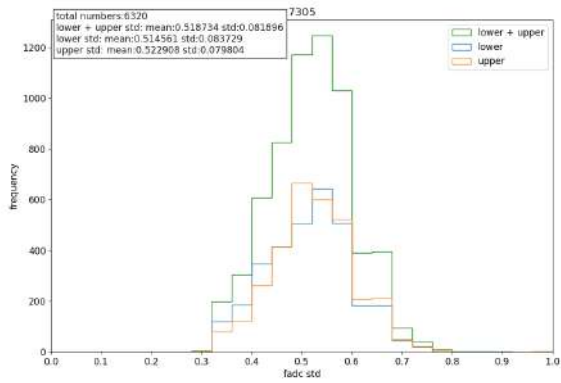


(a) 検出器 7304 の、 σ' の分布。

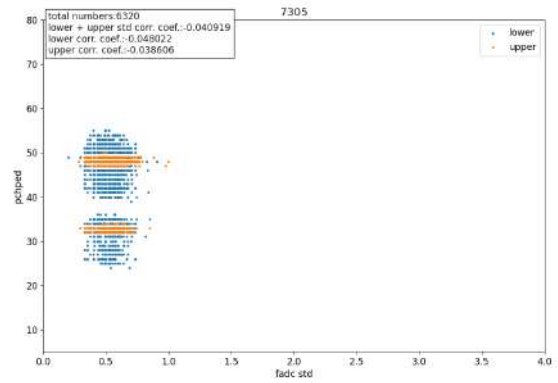


(b) 検出器 7304 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 66: 検出器 7304 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

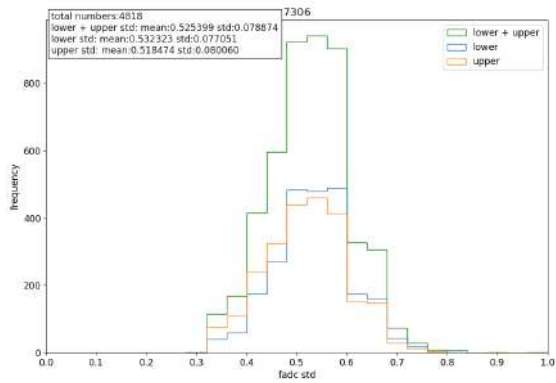


(a) 検出器 7305 の、 σ' の分布。

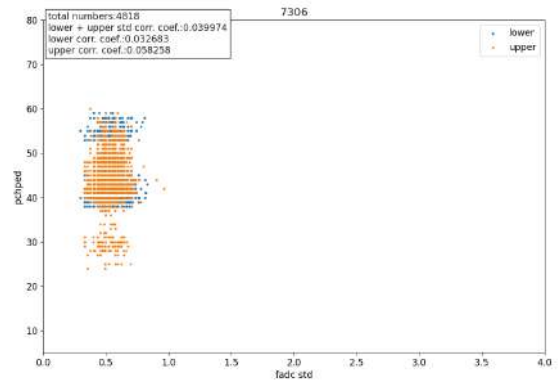


(b) 検出器 7305 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 67: 検出器 7305 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

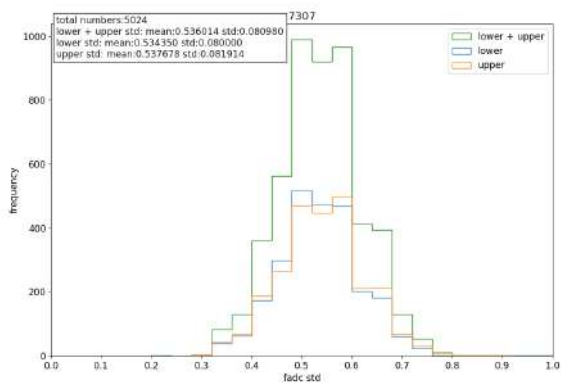


(a) 検出器 7306 の、 σ' の分布。

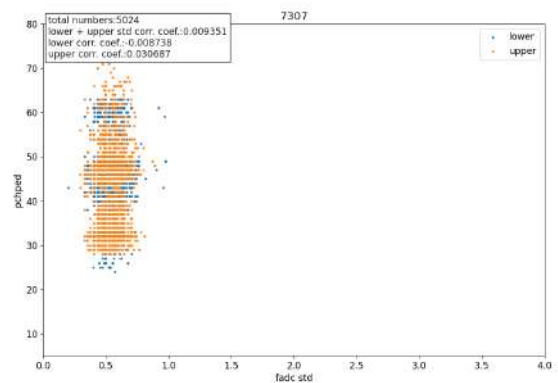


(b) 検出器 7306 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 68: 検出器 7306 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

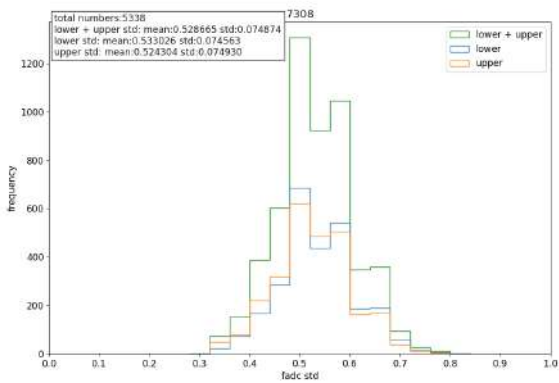


(a) 検出器 7307 の、 σ' の分布。

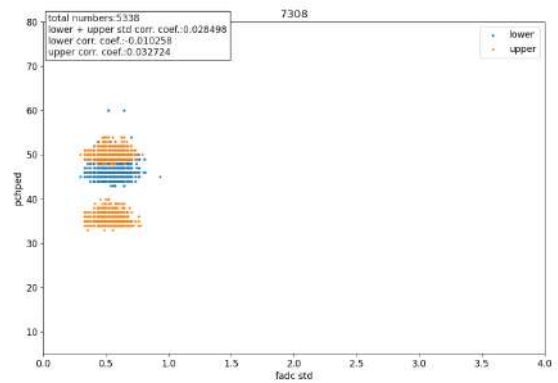


(b) 検出器 7307 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 69: 検出器 7307 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

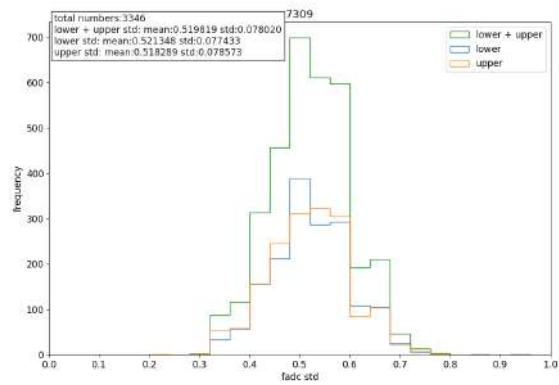


(a) 検出器 7308 の、 σ' の分布。

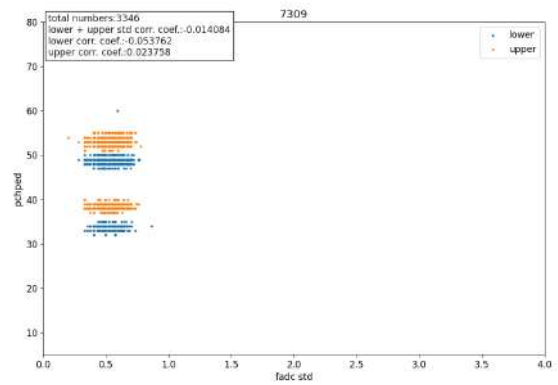


(b) 検出器 7308 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 70: 検出器 7308 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

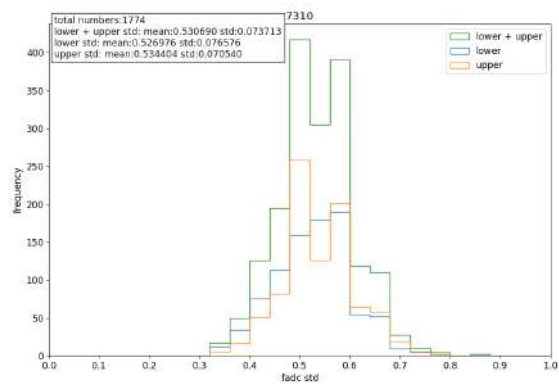


(a) 検出器 7309 の、 σ' の分布。

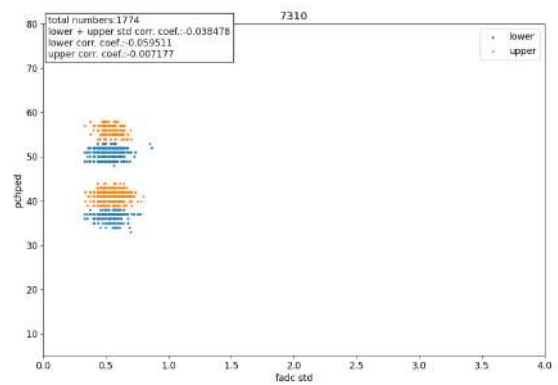


(b) 検出器 7309 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 71: 検出器 7309 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

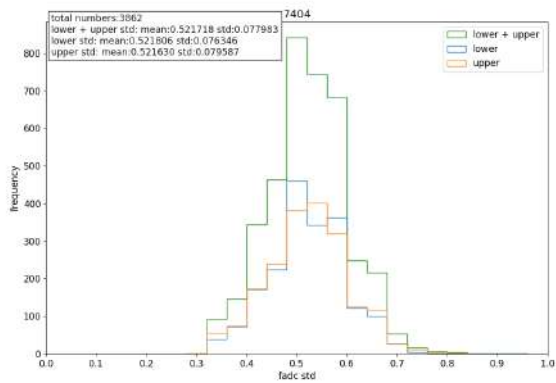


(a) 検出器 7310 の、 σ' の分布。

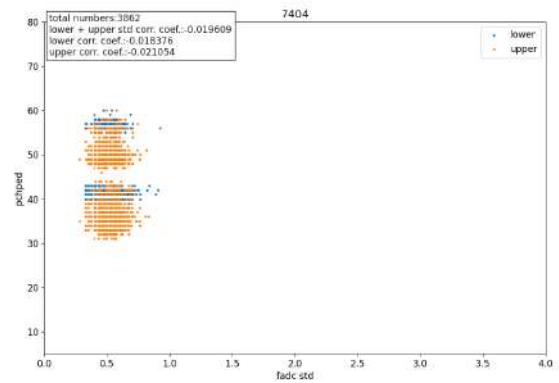


(b) 検出器 7304 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 72: 検出器 7310 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

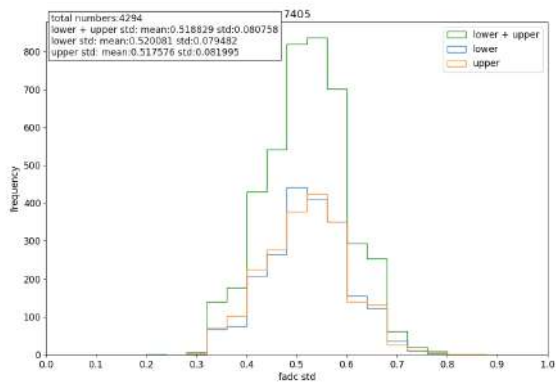


(a) 検出器 7404 の、 σ' の分布。

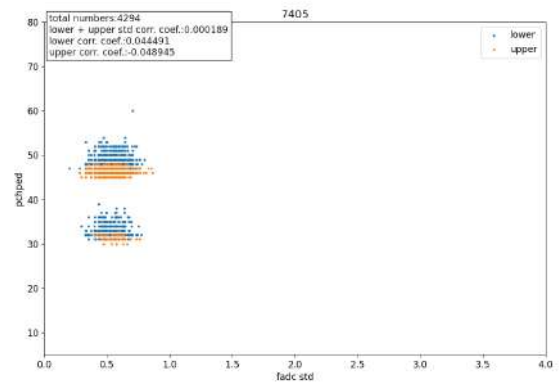


(b) 検出器 7404 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 73: 検出器 7404 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

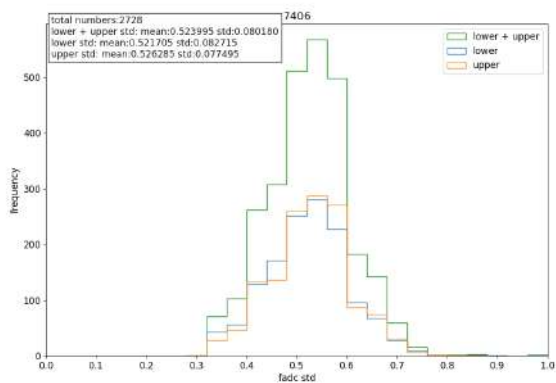


(a) 検出器 7405 の、 σ' の分布。

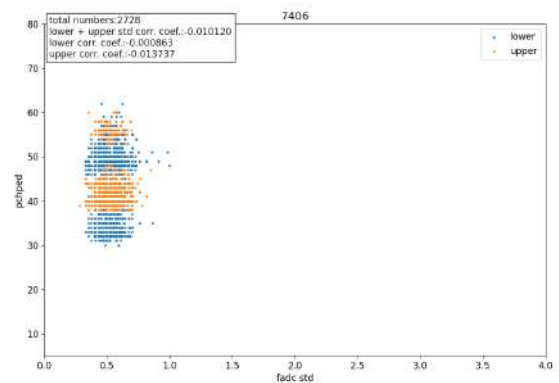


(b) 検出器 7405 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 74: 検出器 7405 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

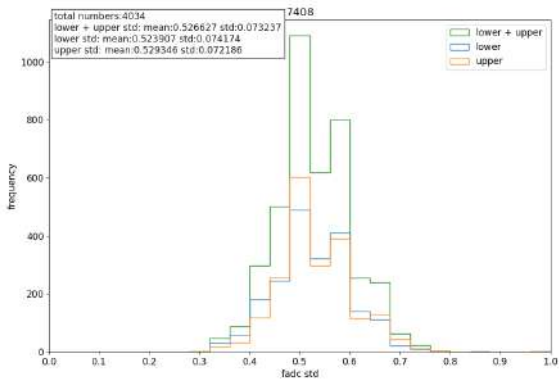


(a) 検出器 7406 の、 σ' の分布。

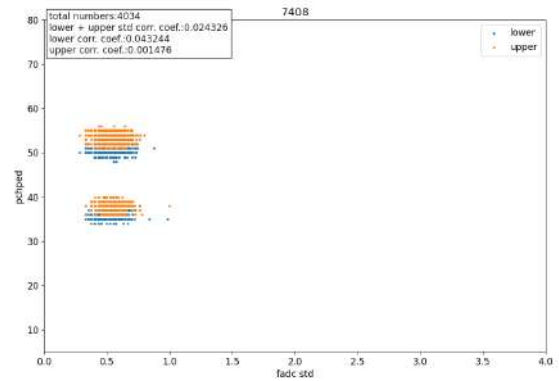


(b) 検出器 7406 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 75: 検出器 7406 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

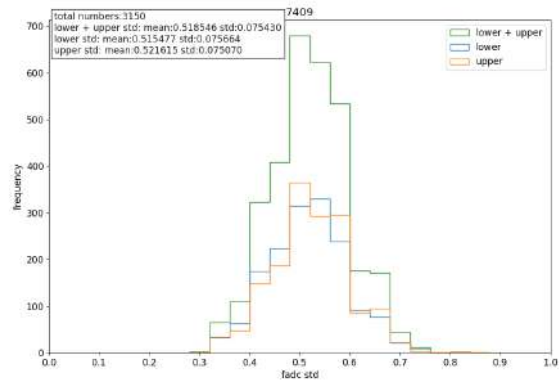


(a) 検出器 7408 の、 σ' の分布。

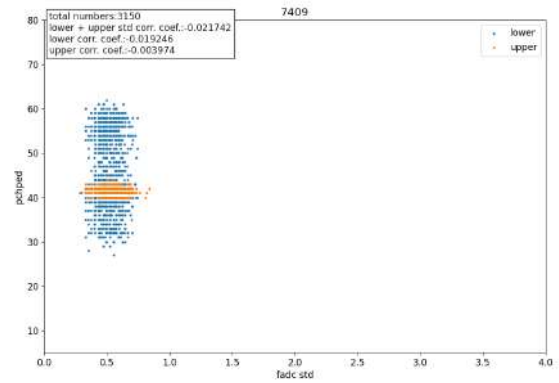


(b) 検出器 7408 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 76: 検出器 7408 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

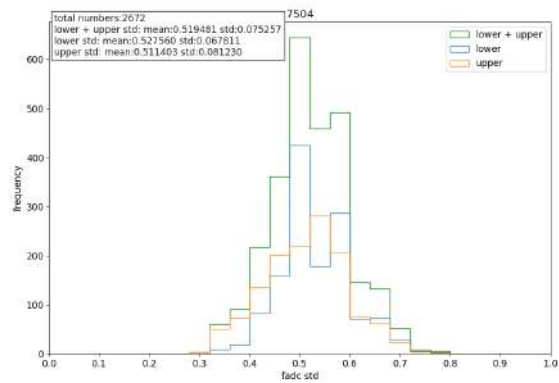


(a) 検出器 7409 の、 σ' の分布。

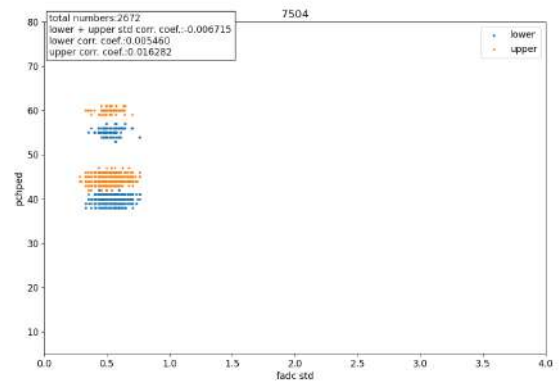


(b) 検出器 7409 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 77: 検出器 7409 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

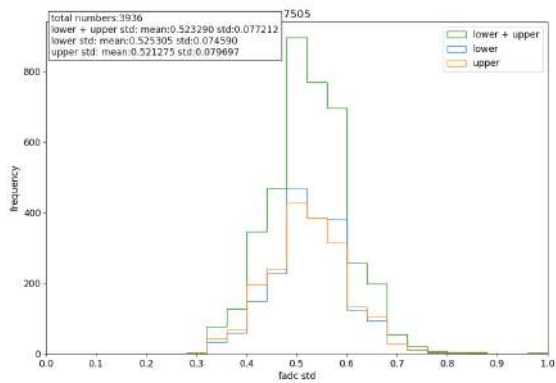


(a) 検出器 7504 の、 σ' の分布。

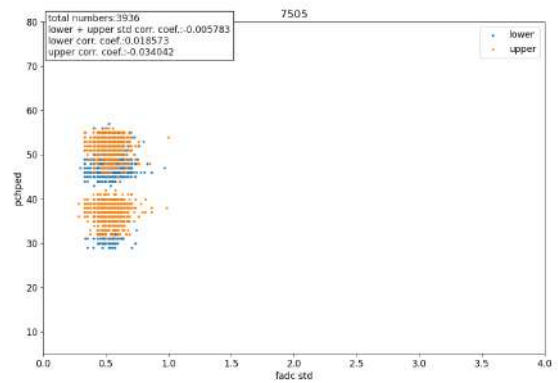


(b) 検出器 7504 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 78: 検出器 7504 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

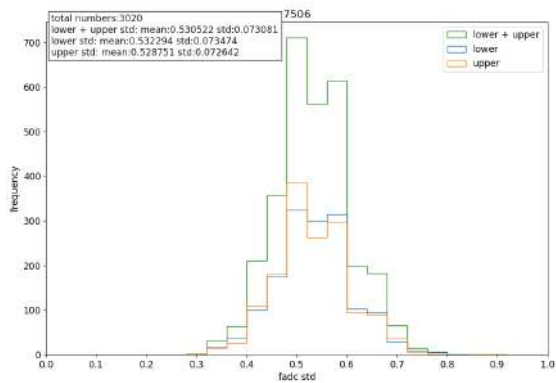


(a) 検出器 7505 の、 σ' の分布。

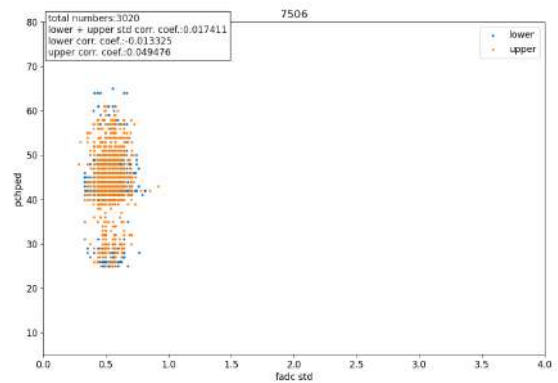


(b) 検出器 7505 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 79: 検出器 7505 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

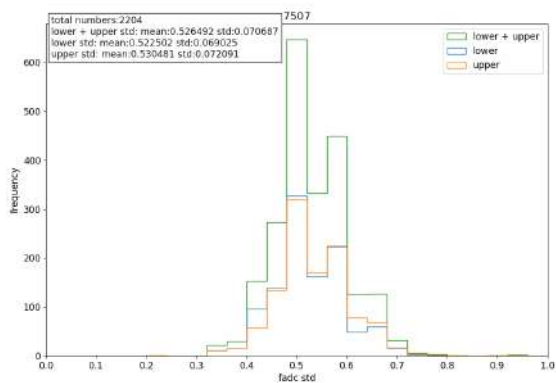


(a) 検出器 7506 の、 σ' の分布。

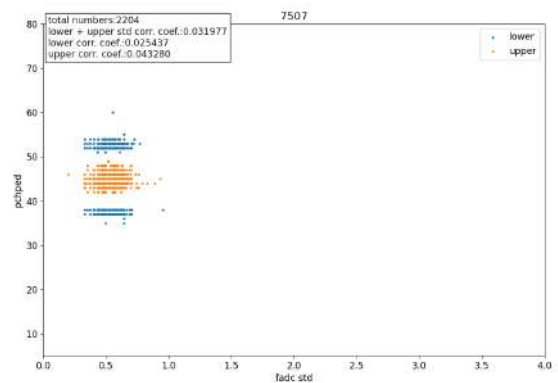


(b) 検出器 7506 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 80: 検出器 7506 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

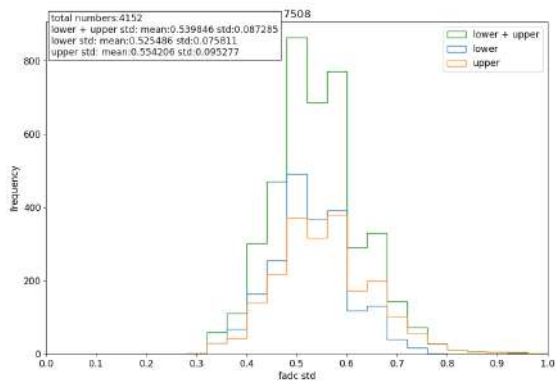


(a) 検出器 7507 の、 σ' の分布。

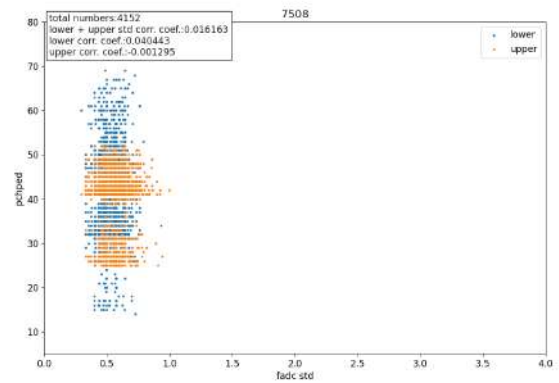


(b) 検出器 7507 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 81: 検出器 7507 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

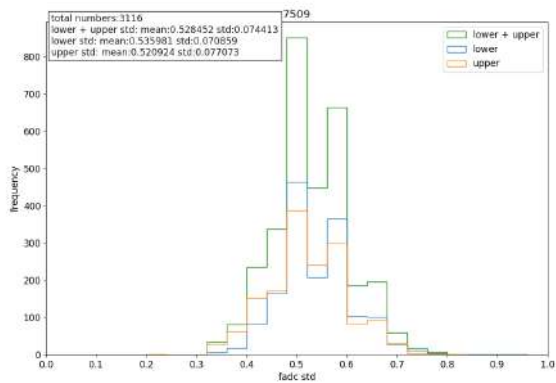


(a) 検出器 7508 の、 σ' の分布。

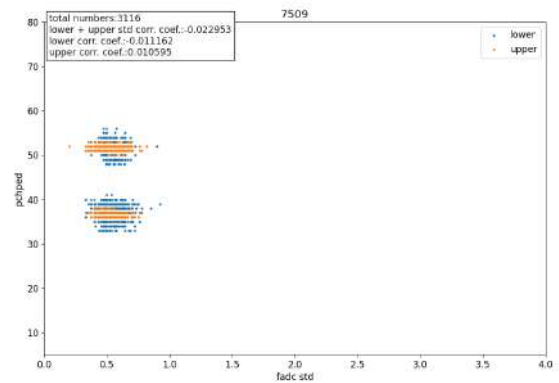


(b) 検出器 7508 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 82: 検出器 7508 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

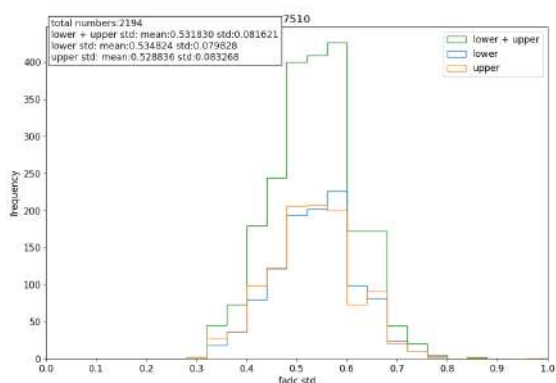


(a) 検出器 7509 の、 σ' の分布。

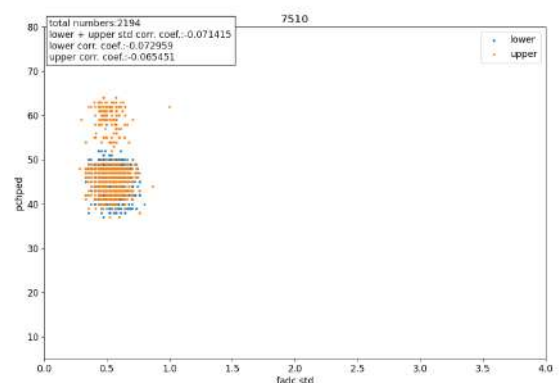


(b) 検出器 7509 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 83: 検出器 7509 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

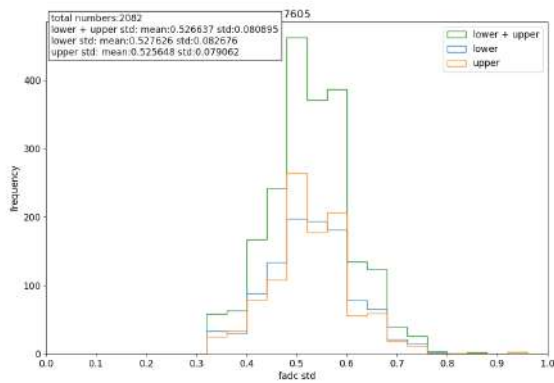


(a) 検出器 7510 の、 σ' の分布。

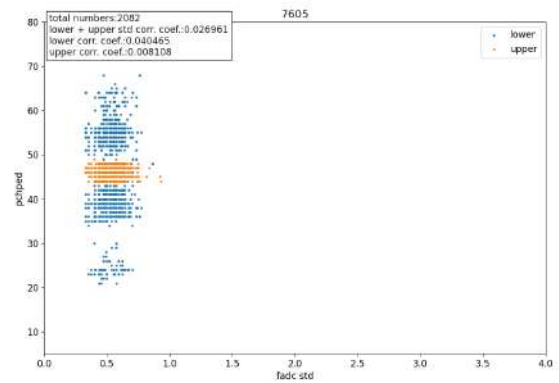


(b) 検出器 7510 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 84: 検出器 7510 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

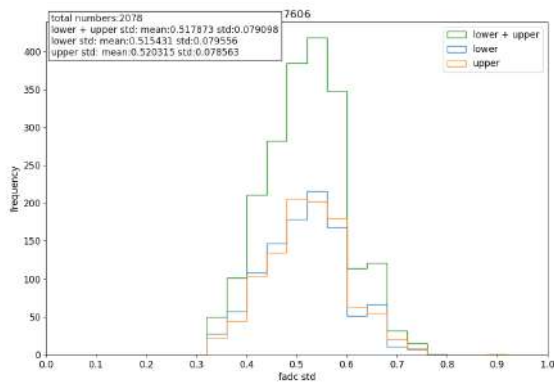


(a) 検出器 7605 の、 σ' の分布。

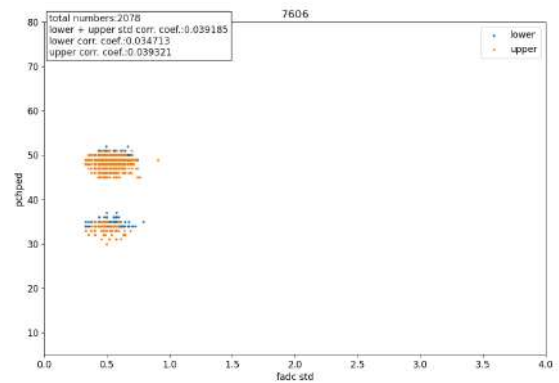


(b) 検出器 7605 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 85: 検出器 7605 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

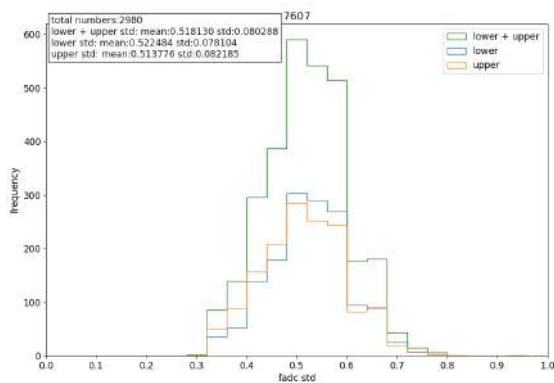


(a) 検出器 7606 の、 σ' の分布。

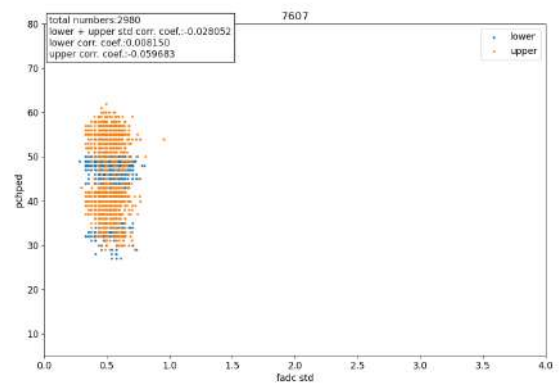


(b) 検出器 7606 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 86: 検出器 7606 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

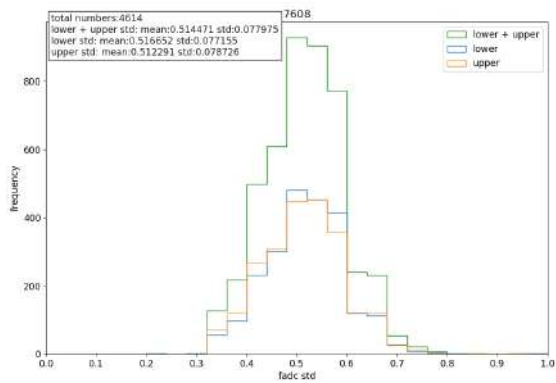


(a) 検出器 7607 の、 σ' の分布。

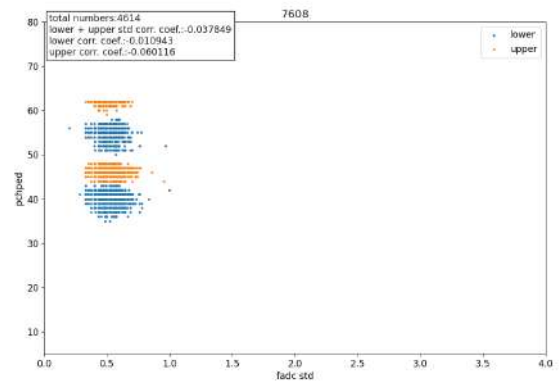


(b) 検出器 7607 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 87: 検出器 7607 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

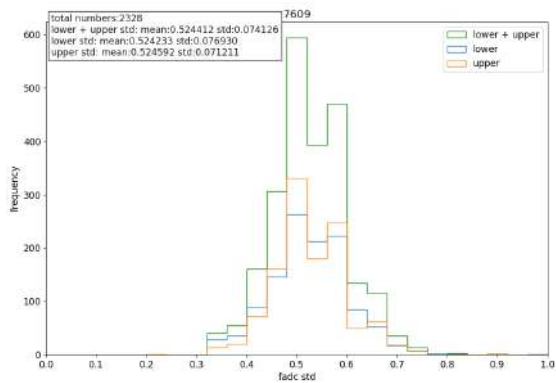


(a) 検出器 7608 の、 σ' の分布。

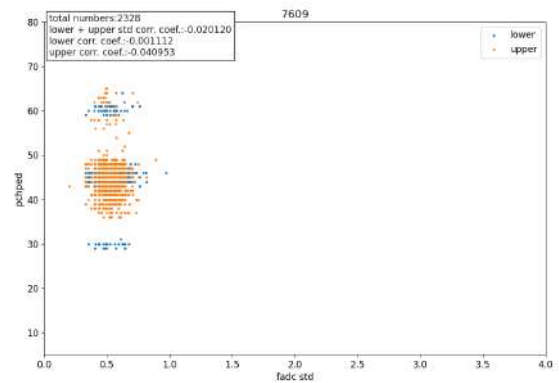


(b) 検出器 7608 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 88: 検出器 7608 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

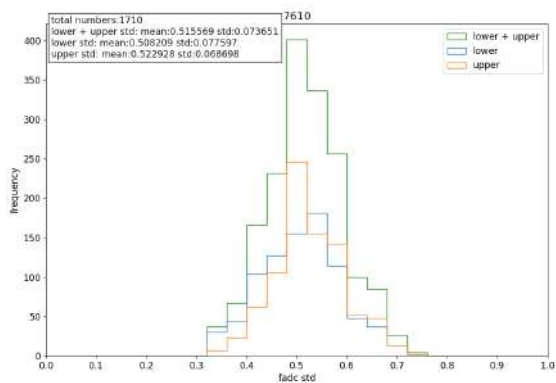


(a) 検出器 7609 の、 σ' の分布。

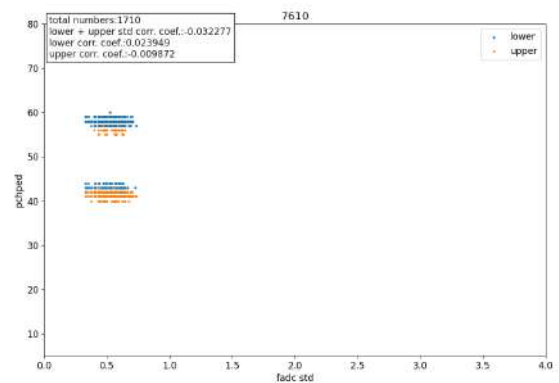


(b) 検出器 7609 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 89: 検出器 7609 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

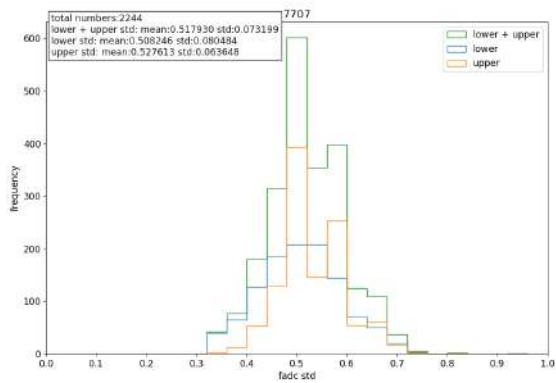


(a) 検出器 7610 の、 σ' の分布。

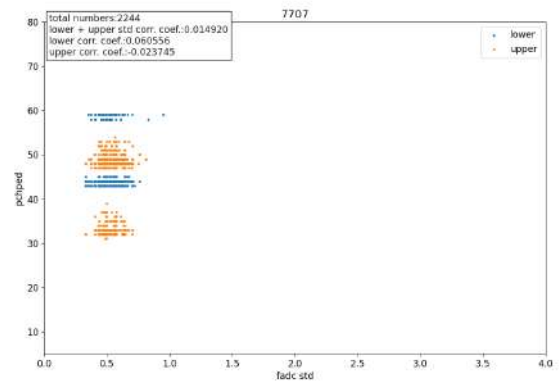


(b) 検出器 7610 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 90: 検出器 7610 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

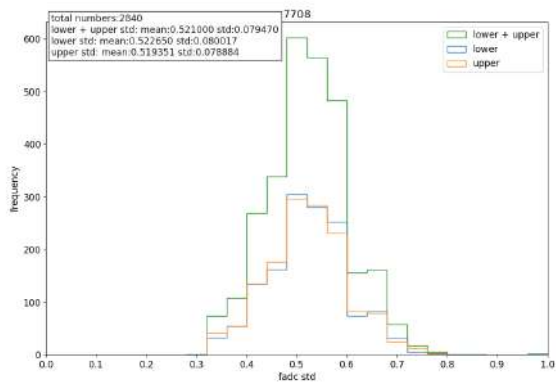


(a) 検出器 7707 の、 σ' の分布。

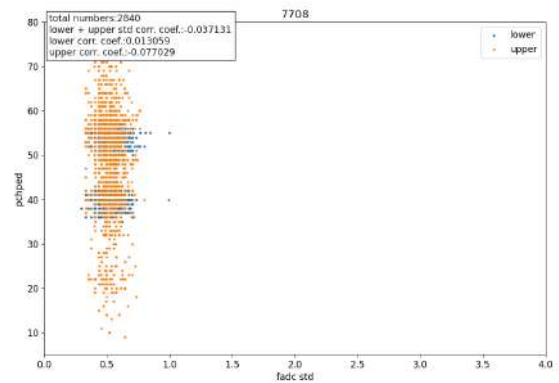


(b) 検出器 7707 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 91: 検出器 7707 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

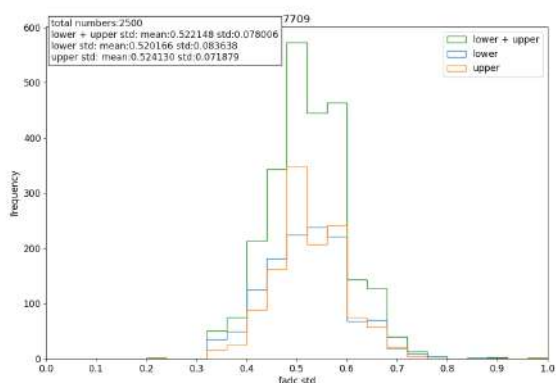


(a) 検出器 7708 の、 σ' の分布。

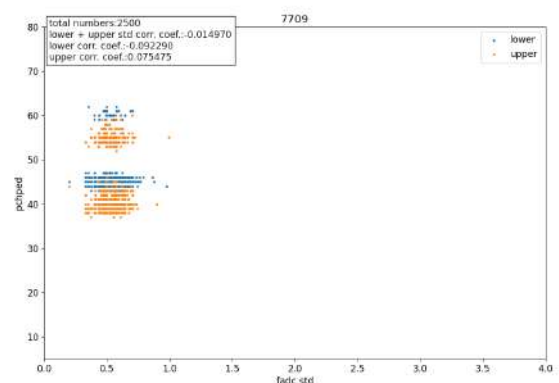


(b) 検出器 7708 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 92: 検出器 7708 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

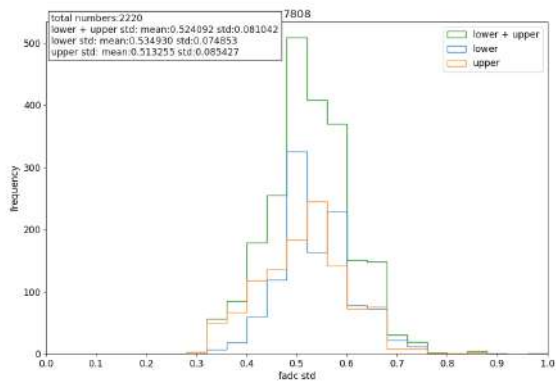


(a) 検出器 7709 の、 σ' の分布。

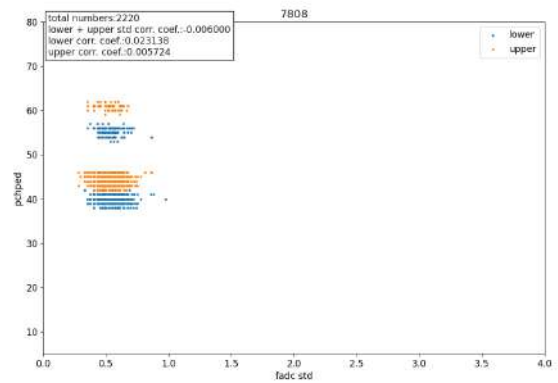


(b) 検出器 7709 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 93: 検出器 7709 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

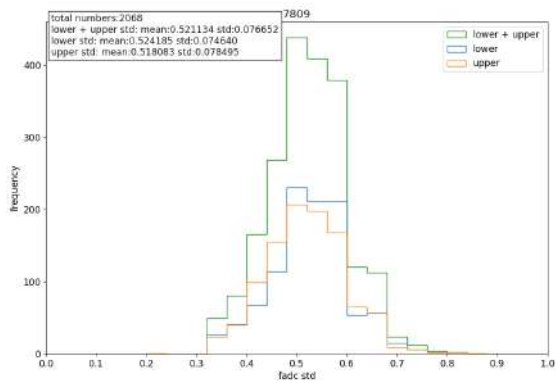


(a) 検出器 7808 の、 σ' の分布。

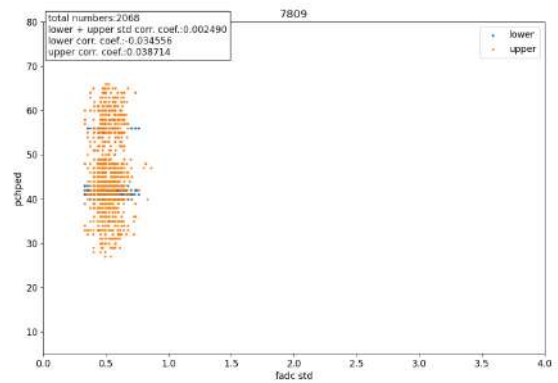


(b) 検出器 7808 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 94: 検出器 7808 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。



(a) 検出器 7809 の、 σ' の分布。



(b) 検出器 7809 の、 σ' (横軸) と pchped(縦軸) の分布。

図 95: 検出器 7809 の観測データの FADC 値の標準偏差 (σ')。

データの初めの 24bin に波形が残っていて、 3σ の範囲で外れ値を外す際に外しきれなかったものである。例を図 96 に示す。

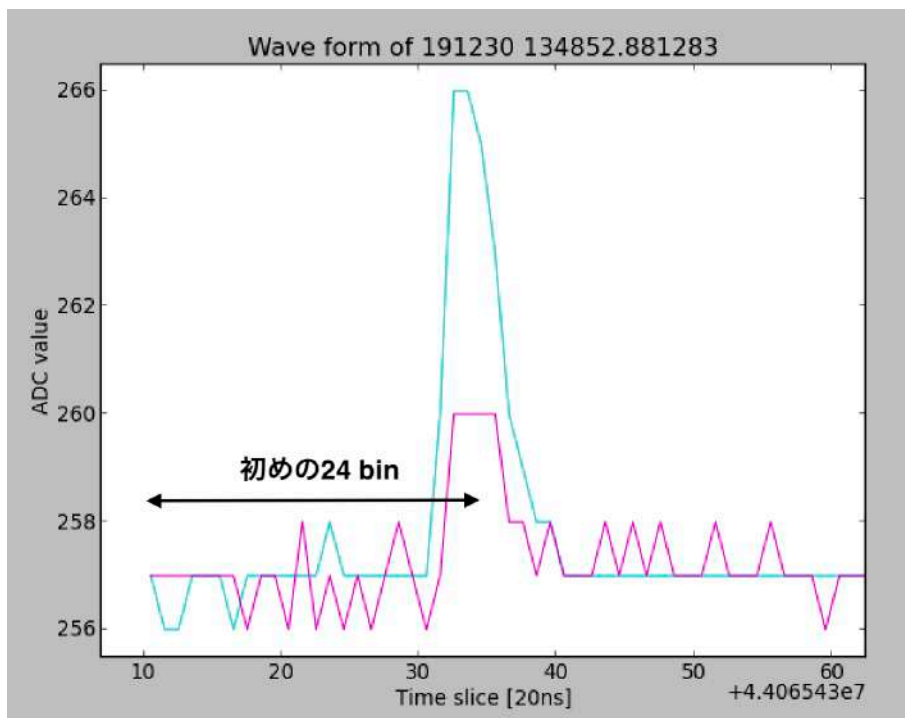


図 96: 検出器 7208 で 2019 年 12 月 30 日 13 時 48 分に記録された波形。水色の線が下層の FADC 値を、ピンク色の線が上層の FADC 値を表す。黒矢印は初めの 24 bin を示す。上層 (ピンク色のプロット) では、初めの 24bin に 3 FADC カウント程度の高さの波形の一部が含まれており、これによって上層で pedestal の標準偏差が $\sigma' = 1.04$ と計算された (図 92b で (1.04,57) に位置するオレンジ色の点)。

B KM サブアレイの 2019 年 10 月 8 日から 2020 年 2 月 28 日までの稼働台数

キャリブレーションデータは各検出器 10 分ごとにあり、MC 上では、これらの値が全て 0 より大きい場合にその検出器がその時間帯に稼働しているとみなす。キャリブレーションデータは 30 日ごとに 1 つのファイルにまとめられており、ここではファイルから計算した各時間 (10 分ごと) における稼働台数をプロットしたものを示す (図 97-図 101)。

それぞれの 1 日目において稼働台数が 0 になっているのは、キャリブレーションデータをまとめる際に喪失してしまったためである。ただし、これらのキャリブレーションデータは回復できる可能性がある。

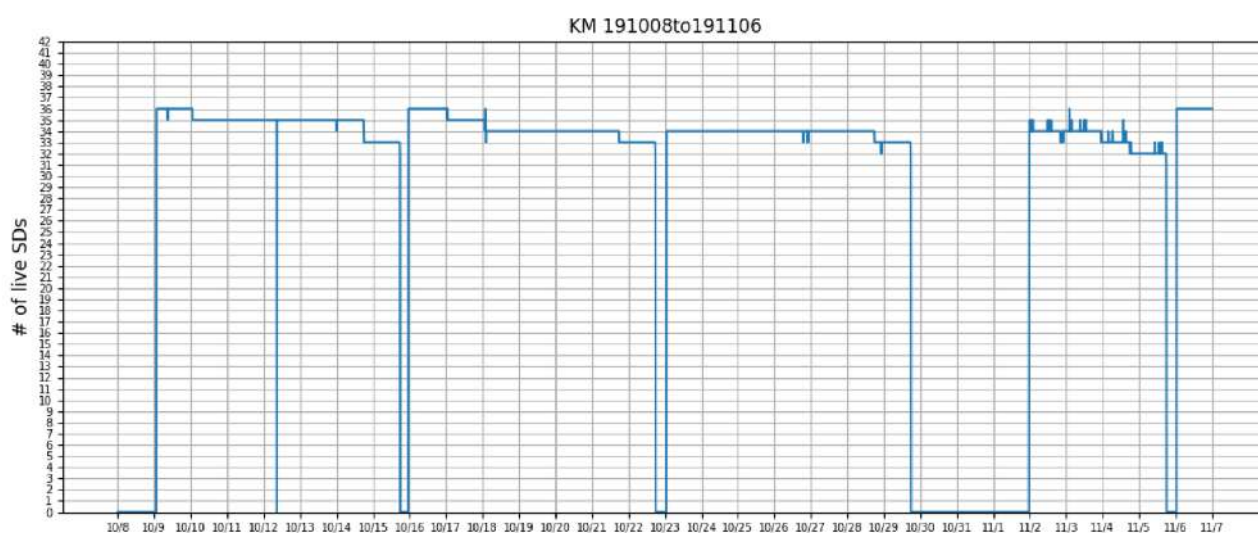


図 97: 2019 年 10 月 8 日から 11 月 6 日までの稼働台数。横軸が時間 (単位は 10 分)、縦軸がその時間における KM サブアレイの稼働台数を表す。10 月 30 日あたりから 11 月 2 日まで稼働台数が 0 となっているが、これは KMCT のデータを一時的に記録する USB に不具合が生じ、その対処をしていたために KM サブアレイの全 SD のデータ収集がストップしていたからである。



図 98: 2019 年 11 月 7 日から 12 月 6 日までの稼働台数。横軸が時間 (単位は 10 分)、縦軸がその時間における KM サブアレイの稼働台数を表す。

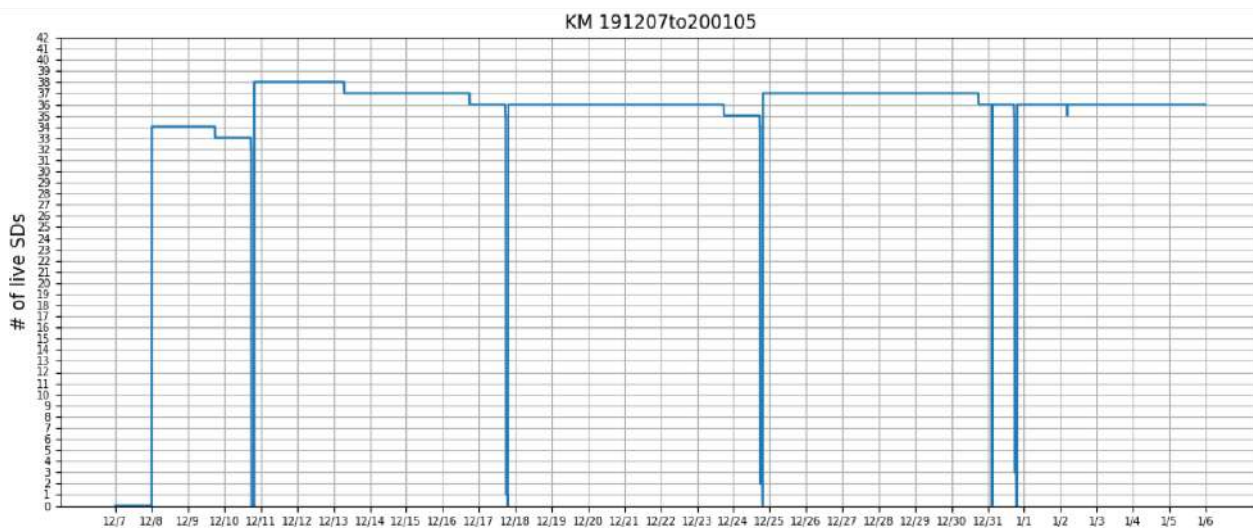


図 99: 2019 年 12 月 7 日から 2020 年 1 月 5 日までの稼働台数。横軸が時間 (単位は 10 分)、縦軸がその時間における KM サブアレイの稼働台数を表す。

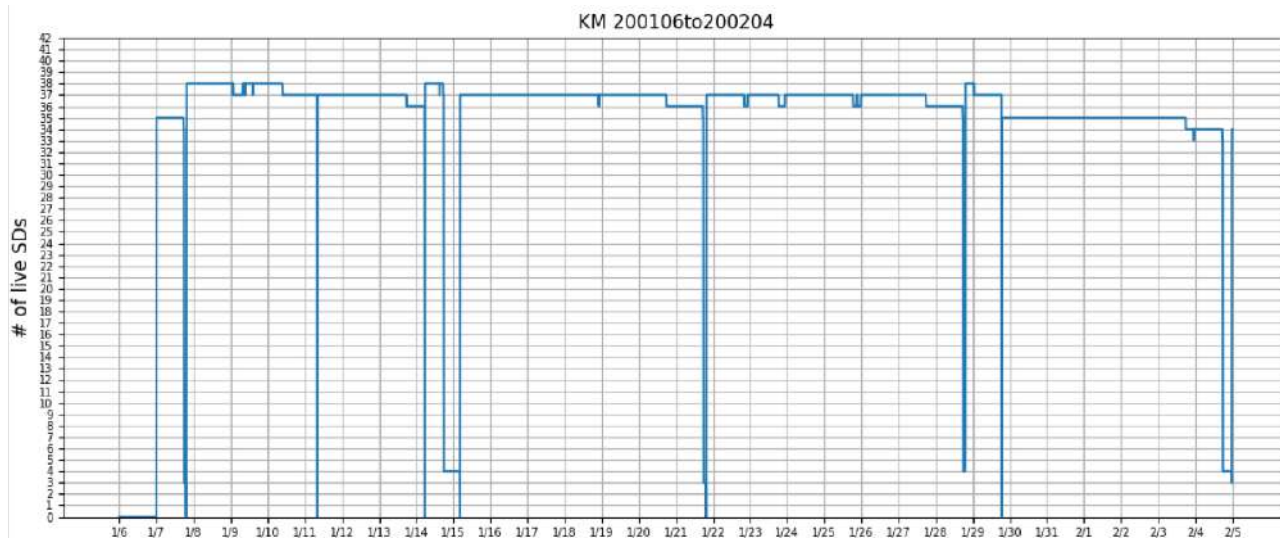


図 100: 2020 年 1 月 6 日から 2 月 4 日までの稼働台数。横軸が時間 (単位は 10 分)、縦軸がその時間における KM サブアレイの稼働台数を表す。

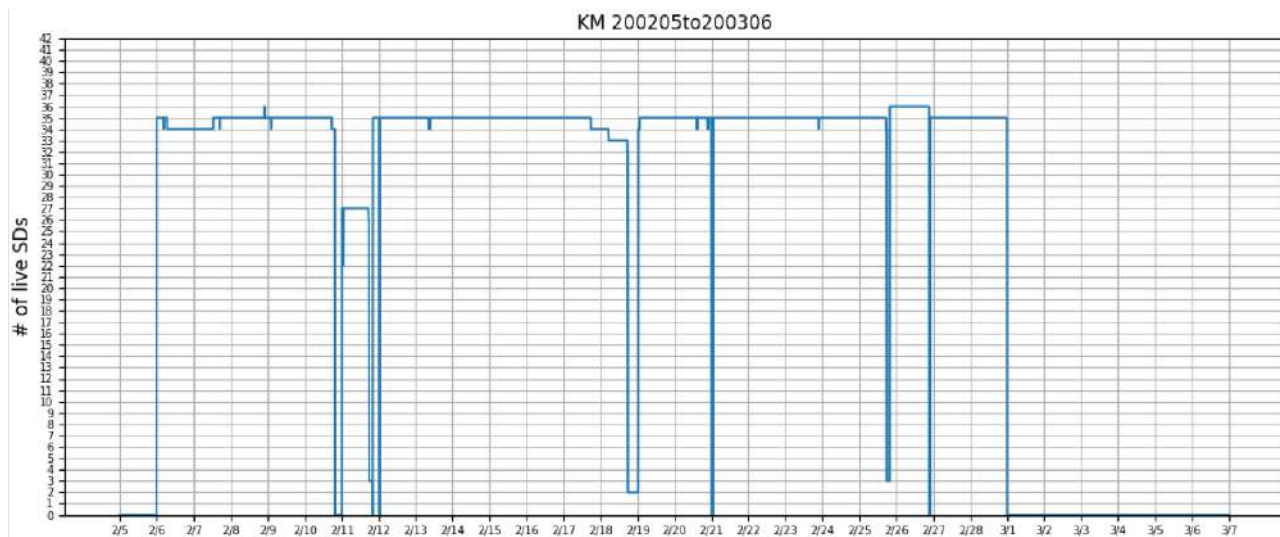


図 101: 2020 年 2 月 5 日から 3 月 6 日までの稼働台数。横軸が時間 (単位は 10 分)、縦軸がその時間における KM サブアレイの稼働台数を表す。2 月 28 日より後の稼働台数が 0 となっているのは、今回の解析では 2 月 28 日までのキャリブレーションデータを用いたためである。

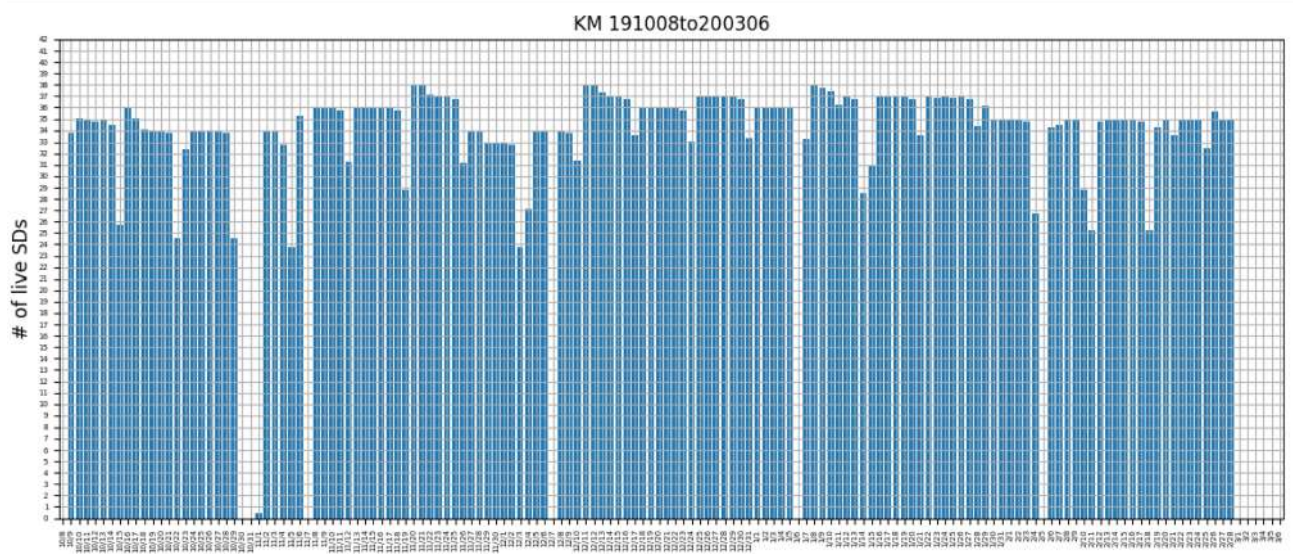


図 102: 2020 年 10 月 8 日から 3 月 6 日までの稼働台数。図 97 から図 101 までに示される稼働台の平均値をそれぞれの日で計算し、プロットしている。横軸が観測日を、縦軸が各観測日における KM サブアレイの平均稼働台数を表す。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、指導教員である佐川宏行教授には数多くの助言とご協力をいただきました。ここに深く感謝致します。また、さこ隆志准教授、野中敏行助教、川田和正助教や理化学研究所の木戸英治研究員にも研究を行う上での多くの助言とご協力をいただきました。深く感謝いたします。Sungkyunkwan University の Hyomin Jeong 様には、MC シミュレーションの解析手法などについて、またユタ大学の Dmitri Ivanov 様には再構成および MC シミュレーションについて助言やご協力をいただきました。事務補佐員の木次敦子様、井戸村貴子様には事務手続きや研究生活においてお世話になりました。同じ研究室の先輩に当たる申興秀様、樋口諒様には研究についてのみならず、研究生活などでもお世話になりました。他にも、TA 実験に携わる多くの方々のご指導・ご協力があり研究を続けることができました。ここにあらためて深く感謝いたします。ありがとうございました。また、日頃の生活を支えてくださった家族にも深く感謝いたします。ありがとうございました。

本研究は、日本学術振興会の科学研究費助成事業 特別推進研究 (平成 27 年度 - 平成 31 年度「拡張テレスコープアレイ実験 - 最高エネルギー宇宙線で解明する近傍極限宇宙」、課題番号 15H05693、研究代表者佐川宏行) 及び東京大学宇宙線研究所共同利用研究などの支援を得て遂行しました。

参考文献

- [1] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).
- [2] S. Yoshida and M. Teshima, “Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays with Extra-Galactic Origin” , Progress of Theoretical Physics, Vol. 89, No. 4, pp. 833–845 (1993).
- [3] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, “Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays” , JETP Lett., Vol. 4, pp. 78 (1966).
- [4] K. Greisen, “End to the Cosmic-Ray Spectrum?” , Phys. Rev. Lett., Vol. 16, pp. 748–750 (1966).
- [5] E. Fermi, “On the Origin of the Cosmic Radiation”, Phys. Rev., Vol. 75, 8, pp. 1169-1174 (1949).
- [6] A. M. Hillas, Astron. Astrophys., 22, 425 (1984).
- [7] Kuzmin V. and Tkachev I., Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.,68 (1998).
- [8] M.S. Longair, “High energy astrophysics”, Cambridge Univ. Press (1981).
- [9] R. Engel, D. Heck and T. Pierog, ”Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 61 467-489 (2011).
- [10] K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics III.(ed.by J.G. Wilson), 27 (1956).
- [11] T.K. Gaisser and A.M. Hillas, “Reliability of the Method of Constant Intensity Cuts for Reconstructing the Average Development of Vertical Showers”, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv 8 353-357 (1977).
- [12] Heck D, et al. Forsch. Karlsruhe Wiss. Ber. FZKA 6019. <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA6019.pdf> (1998).
- [13] K. Kamata, J. Nishimura, Suppl. Prog. Theor. Phys., 6, 93 (1958).
- [14] J. Linsley, et al., J. Phys. Soc. Japan., Suppl A-III 91(1962).
- [15] 矢田浩平, テレスコープアレイ拡張実験のための最高エネルギー宇宙線観測用地表粒子検出器の性能評価, Master’s thesis, 東京大学 (2019).
- [16] 佐原涼介, TALE 実験地表検出器のための 新規データ収集システムの開発とその運用, Master’s thesis, 大阪市立大学 (2018).
- [17] 木戸英治, テレスコープアレイ実験による極高エネルギー宇宙線観測のための大規模地表検出器の開発, Master’s thesis, 東京大学 (2007).
- [18] T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration), “The surface detector array of the Telescope Array experiment” , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 689, pp. 87–97 (2012).
- [19] V. Verzi et al., (Auger Collab.), Proceedings of Science (ICRC2019), 450 (2019).
- [20] D. Ivanov et al., (Telescope Array Collab.), Proceedings of Science (ICRC2019), 298 (2019).
- [21] K. Kawata et al., (Telescope Array Collab.), Proceedings of Science (ICRC2019), 310 (2020).
- [22] S. Ostapchenko, “QGSJETII: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 151, pp. 143-146 (2006).
- [23] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, J. Ranft, “FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005)”, Tech. Rep. 2005-010, CERN (2005).
- [24] B. T. Stokes, Ivanov D., et al., “Dethinning extensive air shower simulations”, Astropart. Phys, 35,

- pp. 759-766 (2012).
- [25] D. Ivanov, “Energy Spectrum Measured by the Telescope Array Surface Detector”, Doctor’s thesis, New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey (2012).
 - [26] S. Agostinelli, et al., ”GEANT4: A simulation toolkit”, Nucl. Instrum. Meth., A506, 250 (2003).
 - [27] B. Stokes et al., (Telescope Array Collab.), Proceedings of Science (ICRC2013), 0353 (2013).
 - [28] T. Nonaka et al., (Telescope Array Collab.), Proceedings of Science (ICRC2009), 2, 170 (2009).
 - [29] J. Linsley, L. Scarsi, “ Arrival times of air shower particles at large distances from the axis ” , Phys. Rev., 128 2384 (1962).
 - [30] M. Teshima et al., “Properties of 10^9 GeV - 10^{10} GeV Extensive Air Showers at Core Distances Between 100-m and 3000-m ” , J.Phys., G12, 1097 (1986).
 - [31] S. Yoshida, N. Hayashida, et al, “ Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1EeV observed by AGASA ” , J. Phys. G. Nucl. Partic., 20, 4, 651 (1994).
 - [32] D. Newton, J. Knapp, and A. A. Watson. “The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower”, Astropart. Phys., 26, pp. 414–419 (2007).