

# 学位論文

**10年間の継続観測に基づく  
冬季雷雲由来ガンマ線の研究  
(Compilation of 10 years of  
winter thundercloud  
gamma-ray observation)**

**平成28年12月博士(理学)申請**

東京大学大学院理学系研究科  
物理学専攻  
榎本 大悟





# Abstract

近年、雷雲に由来するガンマ線の発生が報告されるようになった。これらは「雷雲ガンマ線」と呼ばれ、雷雲中の強電場によって加速された電子の制動放射であると考えられている。雷雲ガンマ線の中で、数十秒にわたる継続時間を持つものはロングバーストと呼ばれている。雷放電を伴わず、安定してガンマ線を放射し続ける加速機構がいかなる仕組みのものか、加速器がどこでどのような条件で成立するかはいまだ解明されていない。本論文では、Gamma-Ray Observation of Winter THunderclouds (GROWTH)実験の10冬にわたる観測で得られた19個のロングバーストを初めて統合的に解析し、性質を調べた。まず2014年に検出された非常に明るいイベントを解析し、風速と放射の継続時間から照射域の東西スケール(サイズ)が $\sim 700$  m、南北に並んだ検出器の強度の分布から南北スケールが $\sim 1000$  mであるという結果を得た。このようにガンマ線照射域の東西南北の大きさを明確に観測したのは初めてである。また、2015年の初めのイベントでは東西南北の長さがいずれも $\sim 800$  mであり、照射域の形状がイベントによって異なることを発見した。さらに、2014年のイベントについて、気象レーダーでみた雨域の移動と比較して、ガンマ線の発生源が先行していること、そのサイズが雨域の数分の一にすぎないことを示した。これは、ガンマ線の放射源が雷雲中のポケット正電荷(LPCR)と対応していることを示唆する。さらに他の全ロングバーストを系統的に解析し、おおむね1 km程度のサイズをもつことを示した。また、明るいイベントほどサイズが小さい傾向があることを発見した。以上の観測事実に対し、雷雲電場で加速された10 MeV電子が鉛直に地面に向かって照射される単純なモデルによって解釈を試み、放射源高度や検出器との水平位置関係だけでは、照射域の広がりやスペクトルの性質を同時には説明できず、放射源の電子の入射角や水平方向の広がり、エネルギー分布などを考慮する必要があることを示した。これを解決するための次世代の観測要求をまとめ、放射源の高度と衝突径数を測る重要性を指摘した。

Recently, there are many reports of gamma-ray radiations from thunderclouds, called “thundercloud gamma-rays”. Their origin is supposed to be bremsstrahlung from accelerated electrons under a strong electric field as if it acts as an electron accelerator. Those emissions that sustain over tens of seconds are called “long bursts”. What mechanism sustains their stable acceleration, and where and in what condition it starts, are not well known yet. To investigate the phenomena, on-ground gamma-ray measurements by *Gamma-Ray Observation of Winter THunderclouds* (GROWTH) experiment have been carried out since 2006. In this thesis, compilation analysis is performed over 19 long bursts detected during 10 years of GROWTH experiment from 2006 to 2015. First of all, detailed analysis of a very bright enhancement detected in

December 2014 showed that the East-West cross section of its irradiated region has a size of  $\sim 700$  m, while its North-South cross section has a size of  $\sim 1000$  m. This is the first observation which clearly shows the size of irradiated region. The same analysis performed over another bright event detected in January 2015 showed both its East-West and North-South cross section have a size of  $\sim 800$  m. These results implies the shape of irradiated region of long bursts are different by event, for the first time. Comparison between weather radar echo data and gamma-ray data of the event in December 2014 showed the radiation enhancement precedes the precipitation. The irradiated region with a size of  $\sim 1$  km is much smaller than the thundercloud-cell size of  $\sim 10$  km. These facts strongly suggest that the gamma-ray source corresponds to upper edge of *Lower Positive Charge Region* (LPCR). Analysis over all the other long bursts was performed as well. It showed that the typical size of their irradiated region is  $\sim 1$  km. Also there is an anti-correlation between their brightness and sizes which was found for the first time. Besides, no correlation was confirmed between spectral hardness and sizes or brightness. Based on these observational facts above, discussion was performed taking some simple assumptions into account. As a future prospect, this thesis notes that the next-generation observation ought to detect the source altitude, the position of radiation center and the spectral handness therein.

# Contents

<b>1. はじめに</b>	<b>3</b>
<b>2. 雷雲ガンマ線の基本的性質</b>	<b>5</b>
2.1. 雷雲ガンマ線の発見	5
2.1.1. 宇宙での観測(TGF)	5
2.1.2. 地上での観測(TGE)	5
2.2. 雷雲ガンマ線の基本的性質	8
2.3. 雷雲ガンマ線の解釈	9
2.3.1. 雷雲中における電子の静電場加速(Wilson逃走)	11
2.3.2. 相対論的逃走電子雪崩モデル(RREA)	12
2.3.3. 相対論的電子から生じる制動放射	12
2.3.4. relativistic feedback(陽電子フィードバック)モデル	16
2.3.5. ロングバーストを理解する上での課題	19
2.4. GROWTH実験の経緯	19
2.5. GROWTH以外の実験によるロングバースト観測	22
2.6. GROWTHで検出された陽電子イベントの概要	23
2.7. 本論文で取り組む課題	26
<b>3. 本研究で用いた検出器</b>	<b>27</b>
3.1. 検出器の配置	27
3.2. daq0Bとdaq1検出器の概要	28
3.3. 2014年に設置したdaq0A検出器の概要	30
3.3.1. フロントエンドの構造と検出のアイデア	30
3.3.2. データ取得系の概要	30
3.3.3. ネットワーク環境	36
3.4. モニタリングポスト(MP)	36
3.5. 観測期間と本論文で用いるデータの範囲	37
<b>4. GROWTH観測のまとめ</b>	<b>39</b>
4.1. 測定されるガンマ線の特徴	39
4.1.1. 環境放射線によるカウントレート変動	40
4.1.2. 典型的なスペクトル	43
4.2. エネルギーキャリブレーション	44
4.2.1. キャリブレーションの具体的方法	44
4.2.2. ゲインとオフセットの時間変動と不定性	47
4.3. イベントの検出とリストアップ	49
4.3.1. S/N比の最適化	49

4.3.2.	「イベント検出」の定義と探査の最適化	50
4.3.3.	2014年度のdaq0Aイベント抽出	53
4.3.4.	ショートバーストの検出	56
4.3.5.	daq0A以外のイベント	57
4.3.6.	統合イベントリスト	57
<b>5.</b>	<b>GROWTHイベントの解析</b>	<b>59</b>
5.1.	大統計イベントの解析(1)	59
5.1.1.	放射の継続時間	59
5.1.2.	気象レーダーによる風速推定	60
5.1.3.	MPによる風速推定	60
5.1.4.	照射域の東西南北の広がり	64
5.1.5.	到来角観測	64
5.1.6.	スペクトル解析	64
5.2.	大統計イベントの解析(2)	68
5.3.	全イベントの総括	70
5.3.1.	LCの特徴に基づく分類	73
5.3.2.	継続時間とピーク強度	73
5.3.3.	雷雲の移動とサイズの推定	73
5.3.4.	瞬間途絶バースト	77
5.3.5.	スペクトルの冪	79
<b>6.</b>	<b>観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴</b>	<b>87</b>
6.1.	雷雲中の電子加速を示唆する観測結果	87
6.1.1.	放射源と雷雲の位置関係	87
6.1.2.	制動放射を示唆する観測結果	89
6.1.3.	雷雲電場と電子加速の関係	90
6.1.4.	加速器の描像	90
6.2.	放射源が満たす性質の考察	93
6.2.1.	放射源の持つ自由度	93
6.2.2.	単純ビームモデルの断面形状	94
6.2.3.	サイズと冪に基づく放射源の高度推定	95
6.2.4.	照射域のサイズ・ピーク強度・スペクトル冪の相関	97
6.2.5.	単純ビームモデルの考察により分かったことと残された課題	99
6.3.	次世代観測への提言	100
6.3.1.	モンテカルロ・シミュレーションの充実	100
6.3.2.	より拡大したガンマ線アレイ観測	101
6.3.3.	高度の観測	101
6.3.4.	電場の観測	102
<b>7.</b>	<b>結論とまとめ</b>	<b>105</b>
	謝辞	107

## 付録

A. イベントサーチ用のビン幅の決定方法と数学的根拠	111
B. daq0A(シールド)のオフセット決定について	113
C. daq1のオフセット決定	115
D. 353QHの実行回数の決定について	117
E. 風速の推定ランクについて	119
F. MPカウントレートが直接比較できると考えられる根拠	121
G. 検出器応答の除去	123
G.1. 冪の補正 . . . . .	123
G.2. 有効面積とガンマ線フラックスの推定 . . . . .	124
H. 全てのイベントのライトカーブ	127
参考文献	137

## *Contents*

# 1. はじめに

近年の研究により、時として数十MeV帯域に達する高エネルギーのガンマ線が空から降り注ぐことがあることが明らかになってきた。「雷雲ガンマ線」と呼ばれるこの現象は雷雲もしくは雷と同期することが知られていて、これらに伴う強い電場と関係しているのであろうと考えられている。じっさい、雷雲内部には100 mVを上回る大きな電圧が掛かっており、主に電子などの荷電粒子が静電場によって加速された末に制動放射し、ガンマ線が生じたという解釈が存在する。しかし、その具体的な仕組みや雷雲のどこで何が起きているかといった基礎的な情報は未だ観測的に明らかではない。

単純に考えると、濃密な大気中では電子が加速されても電離損失によってすぐに止まってしまう。電場加速が起きるとすれば真空の宇宙空間を考えるのが自然であるが、宇宙空間における粒子加速は、衝撃波加速や磁気リコネクションなど、いずれも磁場を媒介とするものしか確認されていない。雷雲は知られているかぎり、自然界に存在する唯一の静電場による粒子加速器であり、その成立条件や性質を知ることは、将来同様の電場加速器が宇宙に存在しないかを探る上でも、重要な研究である。

研究が発展する中で、この「雷雲ガンマ線」には豊かな多様性があることが分かってきた。大気中で、もし仮に何らかのカタストロフィックな現象、例えば落雷時に電場集中が起きるならば、 $\sim \mu\text{s}$ 程度にわたって瞬間的に高エネルギーガンマ線放射が見られることは物理的に不思議ではなく、約30年前に雷雲ガンマ線が観測的に研究され始めた最初期の頃は、主にそうした現象が報告されていた。ところがここ10年の間に、数分のスケールで持続する事例が多数報告されるようになってきた。

「ロングバースト」と我々が呼んでいるこの現象については、その放射の基本的な性質、特にその長い継続時間を維持する仕組みが明らかではない。それを解き明かすための基礎的な観測量である「ガンマ線の照射域の大きさ」や「放射機構そのものの継続時間」といった情報も十分でなかった。

こうした基礎情報を観測的に得るため、2006年に東京大学の我々のグループと理化学研究所の共同で、Gamma-Ray Observation of Winter THunderclouds (GROWTH)実験が始動した。本実験では、冬の日本海沿岸に到来する、世界でも有数の発達した、雲底の低い雷雲から放射されるガンマ線を観測すべく、東京電力の協力のもと、新潟県柏崎刈羽原子力発電所にシンチレーション検出器を複数設置し、現在も観測を続けている。約10年にわたる観測により、これまでに27個の雷雲ガンマ線イベントの検出に成功している。

私は2013年度から4年にわたってこの実験に参加し、2014年の暮に新た

## 1. はじめに

な検出器を開発・設置した。このシーズンはイベントが多く、8個の雷雲ガンマ線イベントを観測することに成功した。これらのうち2イベントは桁違いに明るく、これまでにない良統計のデータが得られたので詳細解析を行い、放射域の大きさなど、ロングバーストの基礎情報を精度よく求めることに成功した。また、その情報をもとに、これまでの全データを解析することで、ロングバーストが共通してもつ特徴をまとめた。本論文ではこれらの結果を報告する。

第2章では、ロングバーストおよび雷ガンマ線全体について現在得られている観測結果と、現在主流の解釈を紹介する。第3章では、本研究で用いた観測装置について述べる。第4章では、装置の較正や、得られたデータから雷雲ガンマ線イベントを発見する方法について述べる。第5章では、これらの雷雲ガンマ線の観測的性質をまとめ、これを受けて、第6章で雷ガンマ線の性質について考察した。



## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

### 2.1. 雷雲ガンマ線の発見

#### 2.1.1. 宇宙での観測(TGF)

1992年、地球由来の突発的なガンマ線放射が宇宙空間で検出された。この発見は *Compton Gamma Ray Observatory (CGRO)* 衛星に設置された Burst And Transient Source Experiment (BATSE) 検出器によってもたらされた。BATSEは放射状に配置された8つのNaIシンチレータによってガンマ線の到来方向を同定する能力をもち、その起源が地球であると決定した [1] ことから、この現象は Terrestrial Gamma-ray Flash (TGF) と呼ばれる。TGFの典型的なガンマ線光度変動(以後、ライトカーブと呼ぶ)を図2.1に示す。TGFの継続時間は0.1 – 1 ms 程度で、後で述べるように100 MeVまで伸びるなめらかなスペクトルをもつ [2, 3]。

これまでに数百を超えるTGFが観測されており、雷放電が起源であると考えられている。TGFが放電に伴う電波放射と同期している例が多数報告されているうえ、TGFの発生地点の大半が、図2.2に示すように雷の多い赤道付近である [3, 4] ことがその根拠である。

#### 2.1.2. 地上での観測(TGE)

地上を含む大気圏内での雷雲ガンマ線研究の歴史は古く、早くも1924年に雷雲電場によってガンマ線が生じる可能性がC. T. R. Wilsonによって指摘された [5]。これを受けて、放射線検出器を搭載した気球による観測が1930年代から行われてきた。ただし、雷雲自体が電磁ノイズ発生源であるため検出の信頼性は低く、実際に高エネルギーガンマ線が実在するというコンセンサスが得られはじめたのは1980年代のことで、ジェット機を用いたX線の観測 [6]がそのはじまりである。その後1990年代にかけて、フロリダ大学のグループなどにより [7]X線帯域における観測が充実していった。

2000年代になって、新たに高山での検出が報告されるようになり [8, 9]、Thunderstorm Ground Enhancement (TGE) と呼ばれている。地上観測が難しいのは、大気によってガンマ線が大きく減衰してしまうことにより、信号そのものが微弱になってしまうことに加え、大気中のRnなどの放射性同位体が雨や雪とともに地上に降下することで発生する大きなバックグラウンド変動を雷雲からのガンマ線信号の変動と分離することが難しかった点が挙げられる。

同じ頃から、我が国でも日本海側を中心にTGE観測が大きく進展した。この地域の冬季雷雲活動が世界的に見て活発で、雲底高度も低く300 m程度

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

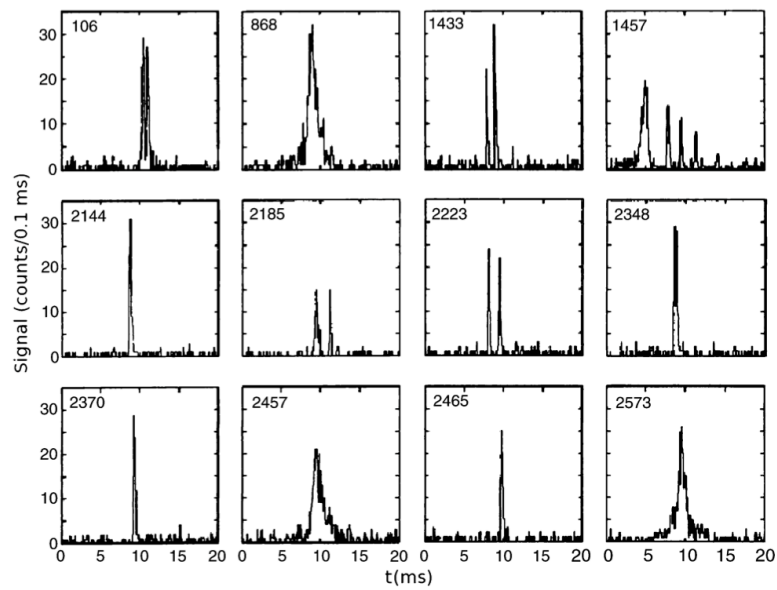


図 2.1.: TGFの典型的な時間変動。 [1]より引用。各binは0.1 msの幅である。典型的な立上り時間は0.1–2.0 msである。

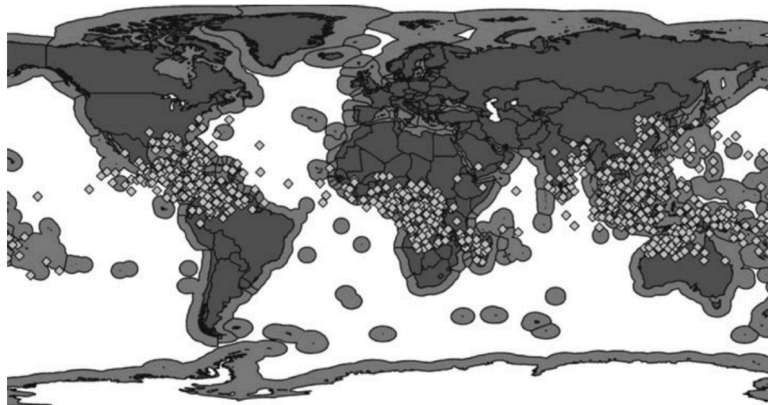


図 2.2.: TGFの発生地点分布。RHESSI衛星で検出された805個のTGFの発生地点をダイヤモンドでプロットしている。大半が赤道上の陸地に見られ、地球上で雷雲活動の多い地域と一致する。 [4]より引用。

## 2.1. 雷雲ガンマ線の発見

であるため、大気によるガンマ線の減衰が小さいことが観測の上で大きな利点となっている。日本海側に多く立地する原子力発電所の周辺に設置された、モニタリングポスト(MP)と呼ばれる環境放射線観測装置により、しばしば突発的にガンマ線の増大が検出され、発見のきっかけとなった。

日本海沿岸のTGEについての最初の科学論文は、2002年に鳥居らによって発表された [10]。高速増殖炉「もんじゅ」の周辺で取得されたデータのライトカーブを図2.3に示す。TGFなどとは異なり、放射が1分近く続くという際立った特徴が示された。放射の起きていた時刻の気象条件を調べると、雷雲が上空にあったことが確認された。このことから、雷雲そのものが放射の起源であると考えられる。驚くべきことに、この時間帯には雷放電は観測されていない。このため、雷放電ではなく、雷雲そのものから静的にMeVガンマ線が放射されていることが示唆される。

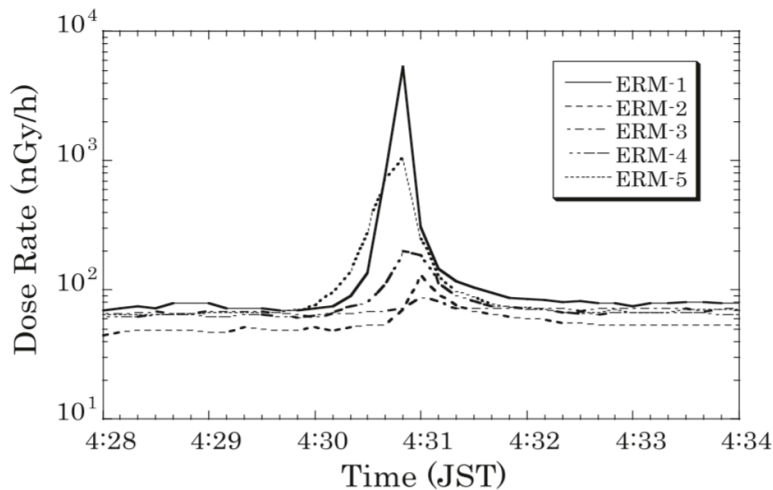


図 2.3.: もんじゅで取得されたガンマ線吸収線量の時間発展。 [10]より引用。  
図中のERMは本論文中におけるMPのこと。複数の箇所で取得されたガンマ線の増大の幅が分のスケールをもっている。

こうした雷雲ガンマ線の明確な描像を得るため、日本海側の地の利を活かした継続的な科学観測を目的として、我々は2006年からGamma-Ray Observation of Winter THunderclouds(GROWTH)実験による観測を進めている。2017年現在まで続く観測によって約30個の雷雲ガンマ線イベントを検出しており、数分の継続時間をもつロングバーストのほか、継続時間が数百msという、雷雲X線やTGFよりは長い、ロングバーストよりも短い現象も発見され、ショートバーストと名付けられた。こうした分類などもその多くは本実験の測定結果による成果である。また、GROWTHと類似または同様の検出器を用いた実験が富士山 [11]や乗鞍山 [12]でも行われ、多数のロングバーストが観測されている。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

### 2.2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

先に示したように、現在知られている雷雲ガンマ線現象は、(1)宇宙で観測され、0.1–1 ms程度の継続時間をもつTGF、(2)地上で観測され、 $\mu\text{s}$ の継続時間をもち雷放電と同期する雷雲X線、(3)しばしば雷雲と数百ms精度で同期し、継続時間が数百msのショートバースト、そして(4)地上で1分以上にわたって連続して観測され、必ずしも雷放電を伴わないロングバーストの4種が知られている。

図2.4に多数のTGFを合成したガンマ線スペクトルを示す。その形状はなめらかで、冪分布をもち、冪関数で評価すると、冪指数(以下、冪)の絶対値は1.0から2.0の間で、数十MeVにカットオフが示唆されている。TGEのスペクトルをTGFと比較したものを図2.5に示す。両者はカットオフの存在を含めて分布がよく似ている [13]。その冪の値や折れ曲がりから、いずれも大量のMeV電子による制動放射で説明できると考えられている。

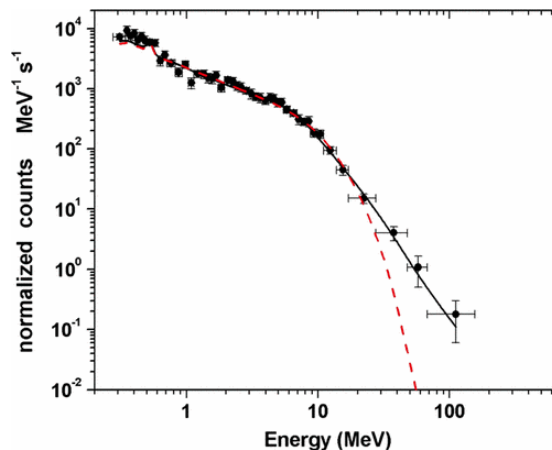


図 2.4.: 黒丸はTGFの典型的なスペクトル。 [14]より引用、AGILE衛星により軌道上から観測された130個のTGFの積算。10 MeVより上でカットオフが見える。

TGFとTGEでは10 MeVを超える大量のガンマ線が存在するために、電子・陽電子対生成が生じることが予想される。実際に宇宙・大気中の上空・地上のいずれでも対消滅線が明瞭に観測された例が報告されている。最初の発見は、Fermi衛星に搭載されたGamma-ray Burst Monitor (Fermi GBM)によるもの [15]で、図2.6に示すように観測されたスペクトルには511 keVに明瞭なピークが見られる。これは検出器まで直接飛来した陽電子が衛星構造体で対消滅した際に生じた輝線であると解釈されている。図2.7に示したライトカーブから読み取れるとおり、放射は10 ms続いた。検出器の反応時刻と、電波観測で測定された地球上における雷による放電時刻は同期していた。このときFermi衛星は北半球にあり、放電が生じた南半球の地点は地平

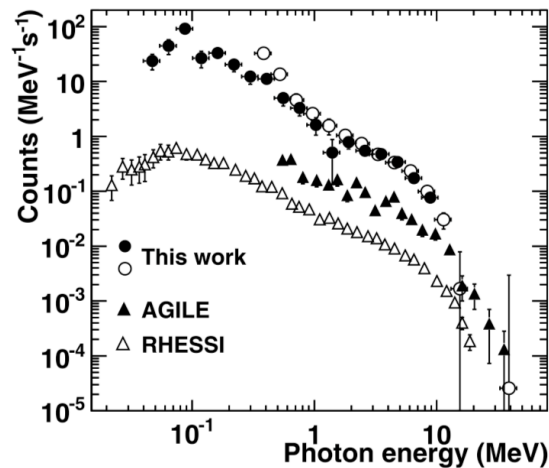


図 2.5.: TGEとTGFのスペクトル比較。 [13]より引用。黒丸と白丸は我々のGROWTH実験により地上観測されたガンマ線(TGE)のスペクトルを表し、黒三角と白三角はAGILE衛星およびRHESSI衛星で観測されたTGFの積算スペクトルを表す。

線に遮られて直接見ることができないため、磁場にそって荷電粒子が検出器まで到達したと解釈されている。その継続時間から本質的にTGFの一種であると解釈され、ガンマ線だけでなく電子・陽電子対が生じている直接的な証拠となった。

航空機の観測においても電子・陽電子対消滅線の発見が報告されている [16]。図2.8に示したのは、アメリカ東海岸の上空14 kmを飛行中に、数百msにわたって観測されたイベントのスペクトルで、明瞭な511 keV輝線が確認できる。この結果は雷雲中で陽電子の生成が大規模に起きている証拠である。一方で、地上における類似の観測例は知られていなかったが、2012年に我々のGROWTH実験が多くのイベントの中から一つ、明確な信号を捉えることに成功した [17]。このイベントの詳細は2.6節で詳しく述べる。注意すべきは、明確な511 keV輝線が見える現象はTGF・TGEともに稀な点である。電場の向きやガンマ線ビームなど、雷雲ガンマ線現象の多様性が反映されていると考えられる。

## 2.3. 雷雲ガンマ線の解釈

本節では、雷雲中の電子加速と、そこで生じるガンマ線の起源について、現在考えられている理論モデルを簡単に説明する。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

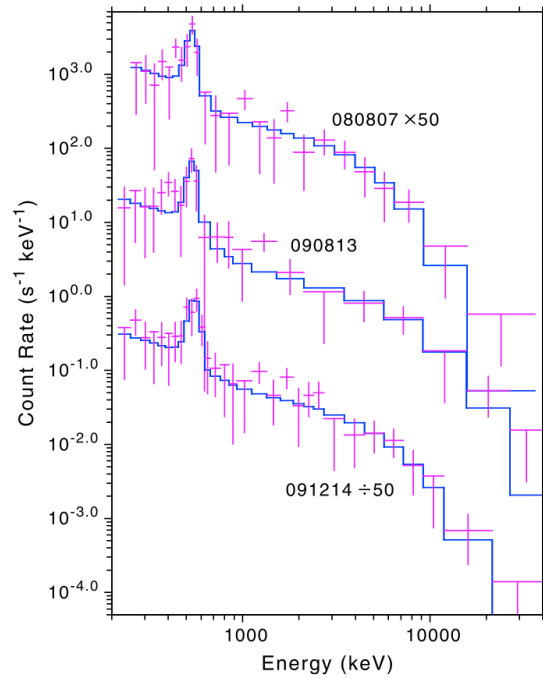


図 2.6.: Fermi衛星のGBM検出器で観測された、非常に強い511 keV輝線を含むTGFのスペクトル。[15]より引用。マゼンタの点と青線はそれぞれ3つのイベントの実測スペクトルと、それをモデルによってフィットしたスペクトルを表す。

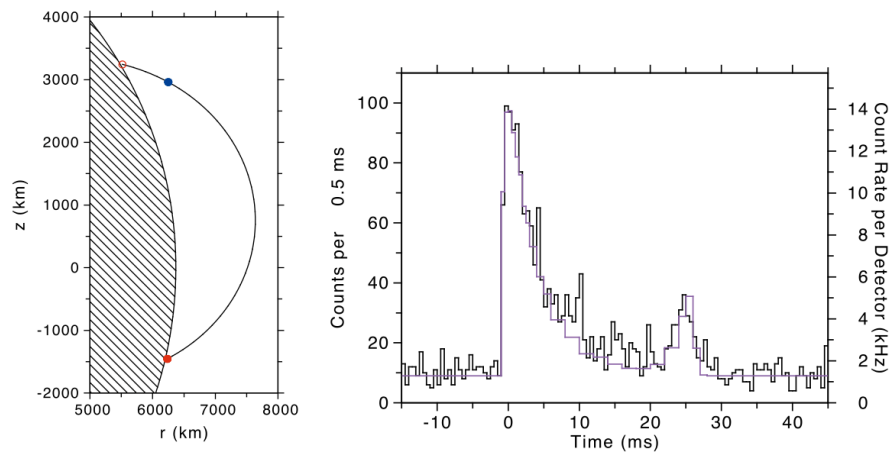


図 2.7.: Fermi衛星で観測された陽電子イベントTGF 091214の位置関係とライトカーブ [15]。左図: 青点がGBMの位置を表し、赤点が放電が起こった座標を表す。雷により生成した電子・陽電子対は黒の実線で示す磁力線に巻き付いてGBMまで到達したと解釈されている。右図: 信号のライトカーブ。時定数10 ms程度で減衰するパルスが示されている。



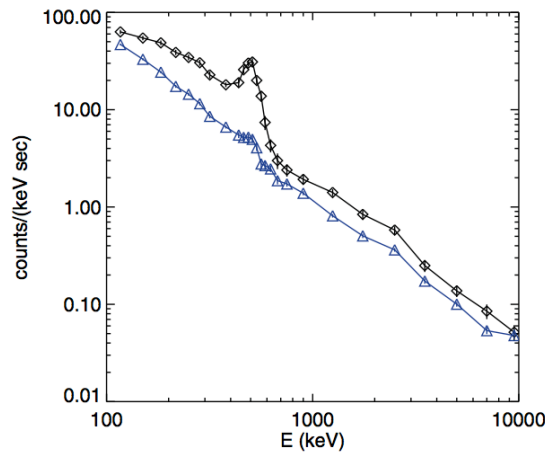


図 2.8.: 航空機による雷雲観測実験ADELEで見られたガンマ線イベントのスペクトル [16]。黒・青の線はそれぞれイベント発生中・発生後のスペクトル。

### 2.3.1. 雷雲中における電子の静電場加速(Wilson逃走)

1924年にC. T. R. Wilson<sup>1</sup>は「逃走電子」モデルを発表し [5]、雷雲によって高エネルギーのガンマ線が発生しうることを予言した。図2.9は、Bethe-Blochの公式にもとづき、電荷 $e$ の電子があるエネルギーで海拔0 mの標準大気中に入射した際に受ける制動力 $F_f$ を示したものである。雷雲中には時として放電を生じるほどの強い電場 $E$ がかかっており、その典型値は0.3 – 0.5 MV/mとされる。これによって電子は加速力 $F_a = eE$ も受けるため、合力 $F = F_a - F_f$ によって加速される。もし $F < 0$ であるならば減速されて止まるが、 $F > 0$ である場合には電子は $F = 0$ を満たす終端速度 $E_{MAX}$ (図2.9の赤い領域の右端、約30 MeV)まで加速される。これを「相対論的逃走電子」という(本論文中では単に「逃走電子」と呼ぶ)。この加速が生じる条件は、1 MeV付近の極小点における $F_f$ よりも大きな $F_a$ を生ずる電場強度が雲中に存在することと、種電子が「high-field region」と呼ばれる図2.9の赤い領域の左端のエネルギー $E_{INIT}$ よりも大きな初期運動エネルギー $E_{seed}$ をもっていることである。

図2.9では、100 eV付近に極大点が存在する。これを超えるような電場が発生すれば、それより左側の熱電子が逃走電子になりうるが、一般に大気は1 MV/m程度で放電してしまうため、自発的に逃走電子が生じることはない。一方、報告されている雷雲中の最大値と言われる0.5 MV/m程度の電場を仮定すると、 $E_{seed} = 150$  keV以上の電子は逃走電子となる。この種電子は大気上層において宇宙線や放射性核種によって供給されうる。

<sup>1</sup>気象学者Wilsonは雲の凝結を放射線によって説明しようとした結果、初期の放射線検出器である霧箱を発明することになった。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

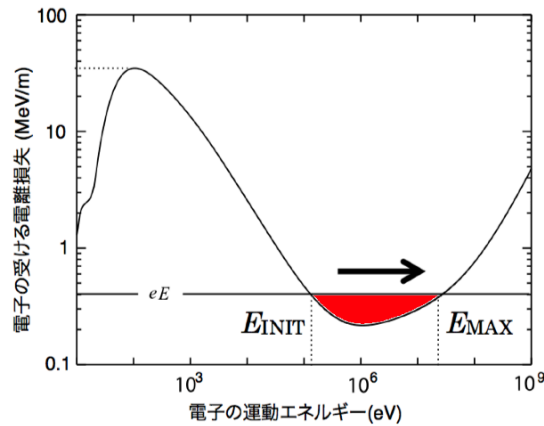


図 2.9.: 黒曲線はBethe-Blochの公式から導かれた、1気圧の標準大気中で電子に働く制動力。 [18]より引用。黒の水平直線は雷雲中で報告されている電場強度の典型値である0.4 MV/mを力に換算したものの(1 MV/mは1 MeV/mに換算される)。赤い領域は電子の加速が許される領域(high-field region)で、 $E_{INIT}$ よりも大きなエネルギーをもつ電子が供給されれば $E_{MAX}$ まで加速される。

### 2.3.2. 相対論的逃走電子雪崩モデル(RREA)

相対論的な電子は制動放射と電離損失によってエネルギーを失う。これは前項で論じた摩擦力の原因でもある。電子が電離損失すると二次電子が生じ、これもhigh-field regionにあれば同様に逃走電子となる連鎖が生じて、最終的に電子雪崩が起きる。

こうした状況下で逃走電子の数は指数関数的に増大するはずである。平均して電子の数が  $e = 2.718\dots$  倍に増えるのに要する距離 $\lambda$ を「folding length」と定義する。雷雲中の加速領域の垂直サイズを $L$ とすると、加速領域を出るまでに電子は $\xi = \frac{L}{\lambda}$ 回、 $e$ 倍される。従って供給される種電子のfluxを $F_0$ とすると、最終的に電子数は

$$F_{RREA} = F_0 \exp(\xi), \quad \xi = \frac{L}{\lambda} \quad (2.1)$$

となる。このモデルを相対論的逃走電子雪崩モデル(Relativistic Run-away Electron Avalanche, RREA)といい、1992年にA. V. Gurevichによって提案された [19]。逃走電子モデルだけではTGFで見られる大きなガンマ線フラックスは全く説明できないため、RREAモデルによる増幅は重要なプロセスであると考えられている。

### 2.3.3. 相対論的電子から生じる制動放射

古典電磁気学によれば、エネルギー $E_0$ をもつ大量の単色電子を薄い標的に入射すると、 $E_0^{-1}$ のスペクトルをもつガンマ線が出ることが知られている。ここで「薄い」とは、電子が標的の中で1回しか散乱されないとみなせる



極限である。このとき、鋭いカットオフがエネルギー $E_0$ において生じ、スペクトルは図2.10のような形状となる。

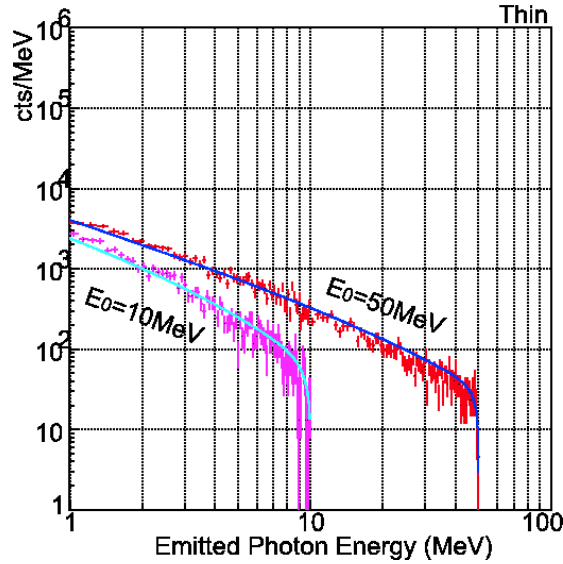


図 2.10.: エネルギー $E_0$ をもつ大量の電子を薄い標的に入射した際に得られるガンマ線スペクトル。エネルギー $E_0$ に鋭いカットオフをもつ、ほぼ冪 $= -1$ のパワーロー(冪関数型)分布となる。 [20]より引用。

さらに現実に近い状況を考えて、電子を制動するものは大気であり、その厚みは電子の平均自由行程より大きい。そこで大気の近似として、電子が全エネルギーを失うとみなせるような「厚い」標的を仮定し、上記と同様の電子を打ち込んだ場合のガンマ線スペクトルを図2.11に示した。放射されるガンマ線のカットオフが図2.10に比べて鋭さを失う様子が読み取れる。

ここで、簡単のためいったん薄い標的に対して電子を入射する前提に戻る。ある一つの電子を入射した際に放射される制動放射光子は、

$$\left\{ \begin{array}{l} d\sigma_k d\sigma_{\theta_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137k} y dk dy \left\{ \frac{16y^2 \epsilon}{(y^2+1)^4 \epsilon_0} - \frac{(\epsilon_0 + \epsilon)^2}{(y^2+1)^4 \epsilon_0} + \left[ \frac{\epsilon_0^2 + \epsilon^2}{(y^2+1)^2 \epsilon_0^2} - \frac{4y^2 \epsilon}{(y^2+1)^4 \epsilon_0} \right] \ln M(y) \right\} \\ y = \epsilon_0 \theta_0 \\ \frac{1}{M(y)} = \left( \frac{k}{2\epsilon_0 \epsilon} \right)^2 + \left[ \frac{Z^3}{111(y^2+1)} \right]^2 \end{array} \right. \quad (2.2)$$

によって与えられる角・エネルギー分布をもち [21, 20]、指向性を持った放射をする。これを「制動放射ビーム」と呼ぶ。ここで、 $\theta_0$ は制動放射光子の放出される方向と電子の入射軸のなす角、 $\epsilon_0 m_e c^2$ は電子の静止・運動エネルギーを合わせた全入射エネルギー、 $k m_e c^2$ は発生する制動放射光子のエ

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

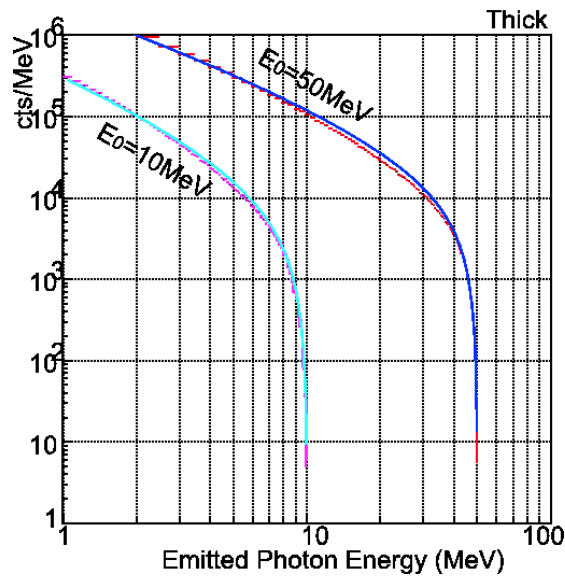


図 2.11.: エネルギー  $E$  をもつ大量の電子を厚い標的に入射した際に得られるガンマ線スペクトル。カットオフは  $E_0$  にあるが、図 2.10 と比較してカットオフの鋭さが低下する。冪は変わらず約  $-1$  のパワーロー分布となる。 [20] より引用。

エネルギー、 $d\sigma_k$ 、 $d\sigma_{\theta_0}$  はある  $k$ 、 $\theta_0$  のときの電子の断面積、 $Z$  は標적을構成する原子核の原子番号、 $\epsilon m_e c^2 \equiv (\epsilon_0 - k) m_e c^2$  は散乱後の電子エネルギーである。

式 2.2 に従い、電子の運動エネルギーが 10 MeV、すなわち  $\epsilon_0 \sim 20$  のときの光子の角度分布を示すと図 2.12 のようになり、半数近い光子が電子の入射軸から  $0.06 \text{ rad} \sim 4^\circ$  以内の半開口角の円錐内に集中して放射される様子が読み取れる。

実際には、電子のエネルギーは単一ではなく、方向もバラバラである。また、実際の空気は厚い標的であり、電子はストラグリングによって方向を変えられ、ビームの指向性は若干弱まる。しかし、もし観測されたガンマ線が鋭い指向性をもっていれば、制動放射が実際に生じており、電子の入射方向もおおむね揃っているという結論が同時に得られる。

入射電子のエネルギーが連続分布している場合に発生するガンマ線スペクトルは、単色電子の制動放射スペクトルを入射電子のエネルギースペクトルで畳み込んだものとなる。電子のスペクトルは現時点で観測的にはよく分かっていないが、得られているガンマ線分布はおおむね冪が  $-1.5$   $-2$  程度のパワーロー分布であり、これまで行われてきた RREA に基づくシミュレーション [22] などでもパワーロー分布になるという示唆が得られている。そこで、エネルギー・数分布の冪  $\delta$  が  $\delta = -0.8$  および  $\delta = -1.5$  で 100 MeV にカットオフを持つ電子の入射を仮定すると、放射される制動放射光子のスペクトルは図 2.13 のようになる。

こうして発生したガンマ線は、大気の中を伝播する過程でコンプトン散乱してエネルギーを失うので、さらにスペクトルの形が変わる。単色のガンマ線を 300 m の高度から入射した場合に地上で得られるスペクトルのシ

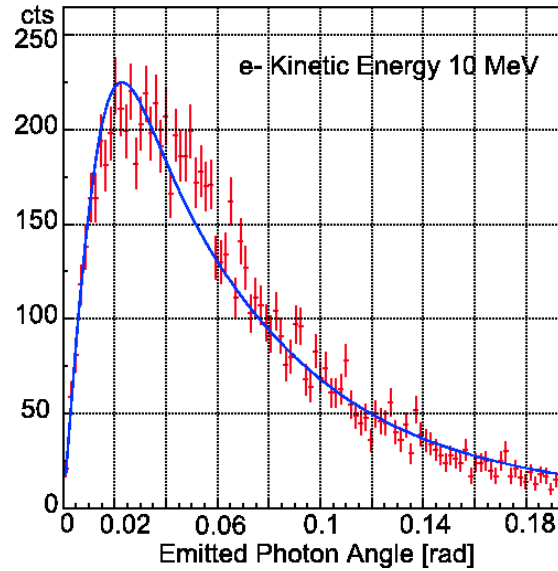


図 2.12.: 大量の10 MeV単色電子を、薄い標的に入射した際に得られるガンマ線の角分布。縦軸は電子の入射軸周りの単位角度あたりの到来光子カウント数。[20]から引用。青は式2.2を描いたもので、赤はシミュレーションの結果である。

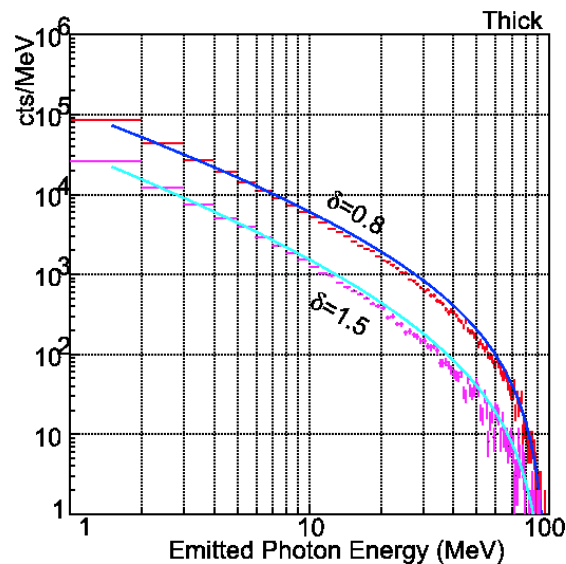


図 2.13.: 100 MeVにカットオフをもつ冪 $\delta$ のパワーローに従う入射エネルギー分布をもつ大量の電子を、厚い標的に入射した際に得られる制動放射光子のスペクトル。 $\delta = -0.8, -1.5$ の場合について示した。[20]から引用。100 MeVにゆるやかなカットオフをもち、冪が $-1$ よりもソフトな分布のガンマ線が得られる。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

ミュレーション結果を図2.14に示した。

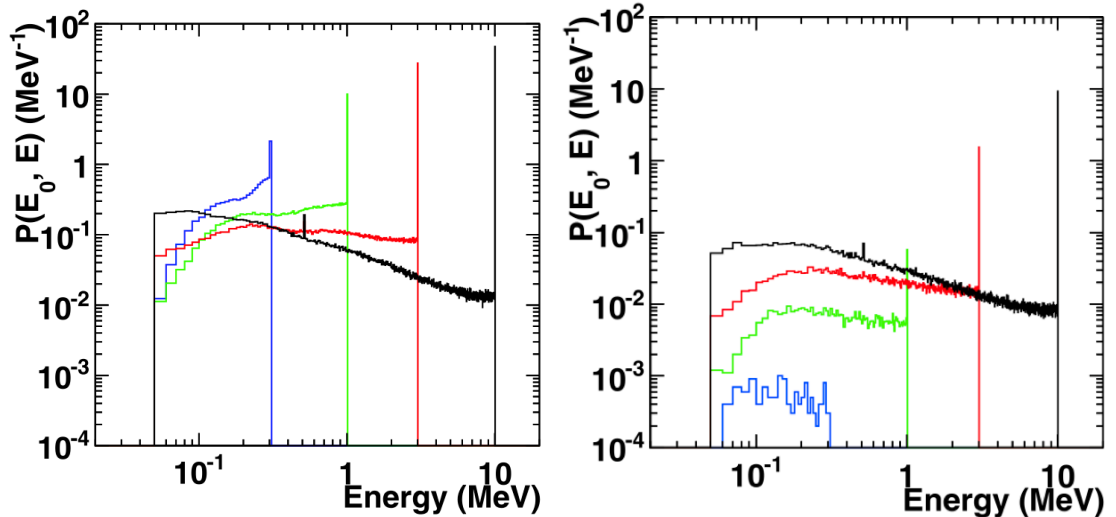


図 2.14.: 左図: 0.3 MeV(青)、1 MeV(緑)、3 MeV(赤)、10 MeV(黒)の単色ガンマ線を高度300 mから入射した際に地上で得られるガンマ線スペクトル。右図: 左図と同条件で、ただし高度1 kmから入射した場合。[13]より引用。

最終的に地上で観測されるガンマ線は、図2.14の分布を入射ガンマ線分布の図2.13で畳み込んだようなスペクトルとなる。その例を二つ挙げると、電子散乱まで考慮したRREAを含むシミュレーションの結果をTGFと比較した図2.4の赤点線や、入射ガンマ線の分布をカットオフパワーローで近似して畳み込んだものを地上実験(GROWTH)のスペクトルと比較した図2.15などが挙げられる。理論予測と観測結果はおおむね似ており、このことはTGFやTGEが高エネルギー電子の制動放射であることを示唆する。

### 2.3.4. relativistic feedback(陽電子フィードバック)モデル

実際に観測されるTGFの明るさを説明するためには、RREAだけでは十分でないことが指摘されている [23]。衛星は雷雲から数百km離れた軌道上にあり、そこで見える程度の明るさの放射が生じるとすれば、ある程度は放射がビーミングするとしても、元々の光度がある程度大きい必要がある。これを説明するためのアプローチとして“relativistic feedback”(以下、陽電子フィードバック)というモデルが考案された [23]。

すでに述べたとおり、TGFやTGEのエネルギーは数十MeV帯域にまで及ぶ。図2.16に示す通り、大気において、ガンマ線のエネルギーが20 MeVを超えると電子・陽電子対生成の反応断面積が光電効果・コンプトン散乱などを含む全断面積のほぼ50%以上となり、大量の陽電子が生成されるよ

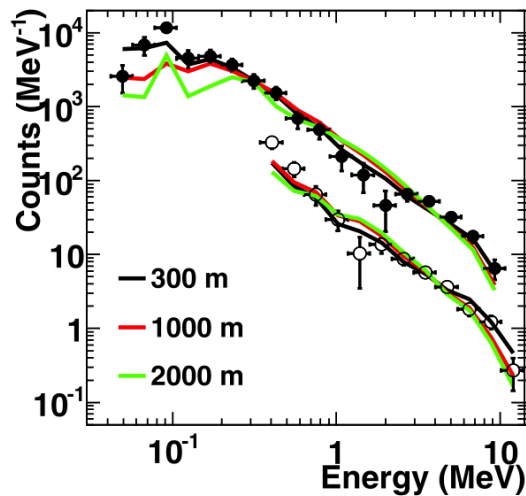


図 2.15.: GROWTH実験の検出スペクトル(黒丸十字)と、カットオフパワーローに従う連続ガンマ線を300 m(黒)、1 km(赤)、2 km(緑)から地上に向けて照射した場合のモンテカルロ・シミュレーション結果の比較。[13]より引用。検出器のレスポンスによってさらに畳み込まれており、検出器空間における比較となっている。スペクトルの大体の傾向はよく一致している。

うになる。陽電子フィードバックとは、こうしてできた陽電子を考えに入れたモデルである。陽電子は電場中で電子と反対方向に加速され、加速領域の反対側に到達することができる。陽電子は加速中に大気分子を電離させ、そこから新たにRREAが生じる。また、加速電場領域の終端に達した陽電子も対消滅によって511 keVのガンマ線を出し、このガンマ線も分子を電離させるため、またRREAが生じるという連鎖が始まる。こうして、加速領域のサイズ $L$ と folding length  $\lambda$ によってパッシブに増幅度が決まるRREAとはちがひ、図2.17のように、電子フラックスが自己増幅するのが陽電子フィードバックのコンセプトである。TGFとショートバーストの明るさはRREAもしくは陽電子フィードバックで概ね説明できるとされる [22]。

継続時間はどうか。陽電子フィードバック機構が維持される限りは、飛び交う電子の数は等比級数的に増殖する。この場合、雷雲が保持している典型的な電荷量として30 Cを仮定し、図2.17中にある $\sim 10^{18}$ 個の電子(および陽電子)が10 MeVの速度で飛行し、電荷の中和に寄与すると考えると、電場が保持される時間は1秒以下となり、短時間で電場構造が破壊されることが予想される。そのタイムスケールはTGFやショートバーストを説明可能だが、ロングバーストの数十秒におよぶ継続時間は説明できない。このため、ロングバーストをRREAのみで説明する立場 [12]や、発散しない程度の増幅率をもつ陽電子フィードバックを考えるという立場 [22]がある。現時点で陽電子フィードバックの確実な証拠はなく、まずは陽電子の生成の様子を観測的に探ることが重要である。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

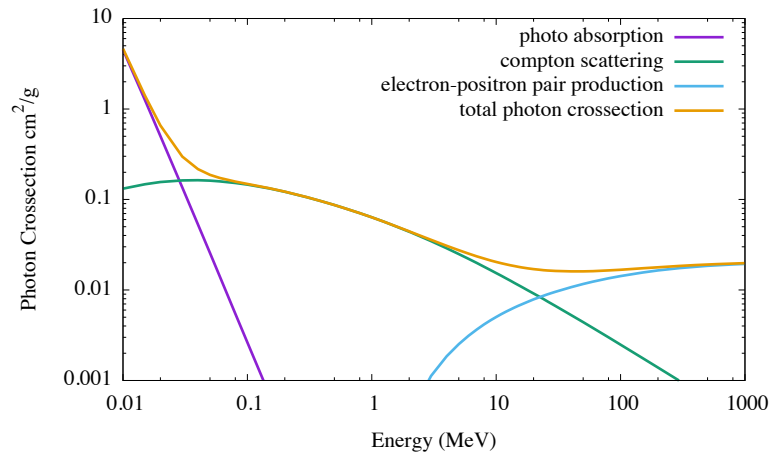


図 2.16.: ガンマ線が大気中で起こす3種類の相互作用における断面積とその合計。紫は光電吸収、緑はコンプトン散乱、シアンは電子陽電子対生成、オレンジが全断面積である。20 MeV以上で電子・陽電子対生成の断面積(シアン)が全断面積(オレンジ)のほぼ半分以上を占める。データはNIST XCOMによる。

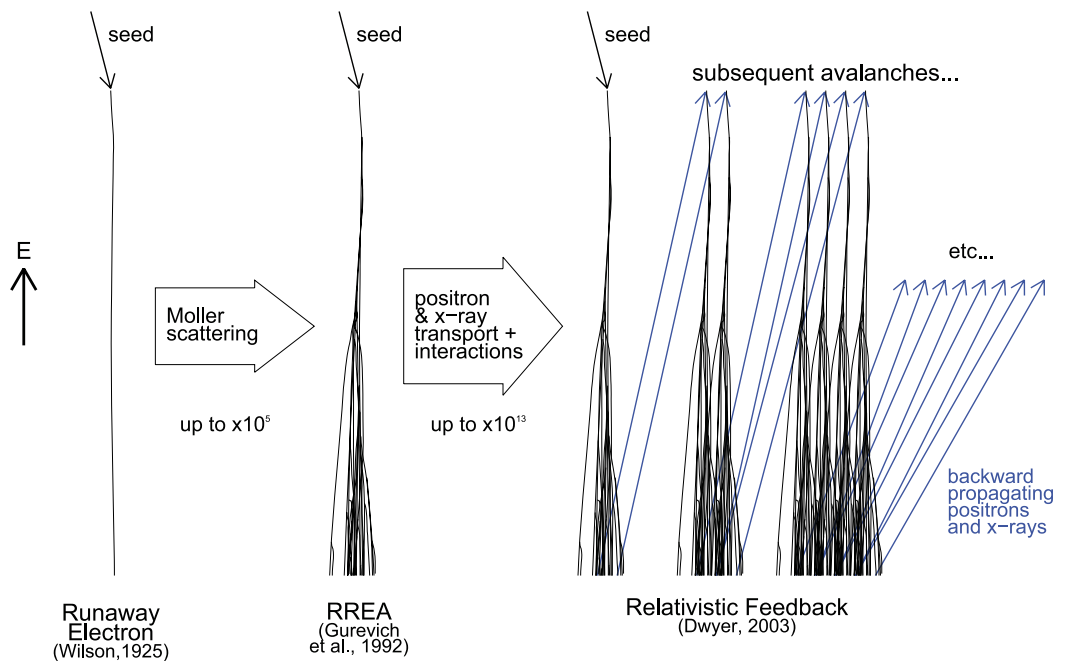


図 2.17.: 一つの電子が、RREAによって増幅され、さらに陽電子フィードバックによって自己増幅していく様子を示した概略図。[22]から引用。



### 2.3.5. ロングバーストを理解する上での課題

加速された電子の速度は相対論的であり、ほぼ光速 $c = 10^8$  m/sである。雷雲のスケールを数百mとすれば、RREAが生じている領域を電子が突き抜けるのに要する時間は数 $\mu$ s程度である。このことから、ロングバーストの継続時間を説明するには、非常に多数のRREAが続けざまに発生することを必要とする。

式2.1で示したように、RREAは種電子のフラックス $F_0$ を $A_m = \exp(L/\lambda)$ 倍し、 $F_{\text{RREA}} = A_m F_0$ 個の相対論的電子を生成する線形な増幅プロセスである。宇宙線による $F_0$ の供給はほぼ一定に保たれていると考えられ、 $F_{\text{RREA}}$ の大きさそのものも実験と概ねオーダーで一致するとされている [12, 13]。このため、雷雲中に加速電場が維持されればロングバーストの長い継続時間は物理的に許される。さらに、我々のGROWTH実験により、雷放電とともにロングバーストが終了した例が見つかった [24]。この現象は、放電によって雷雲内の電場が弱まり、加速領域が消滅したことによってガンマ線の放射が止まったためであると解釈することができる。

仮にロングバーストがRREAで概ね説明できるとしても、実際の現象を継続時間で分類すると、ロングバースト( $\sim 100$  s)、ショートバースト( $\sim 100$  ms)、TGF( $\sim 1$  ms)と、 $\sim 10^5$ におよぶ広い範囲に、かつ三つの特徴的な継続時間をもって分布しており、その分布を理解する必要がある。雷雲中の電場発生仕組みに、なんらかの特徴的な継続時間があるのか、あるいは陽電子フィードバックのような機構がなんらかの安定機構として働くことで、三つの分類を生み出しているのか、多くの可能性が考えられる。その中でも、最も謎が多いのはロングバーストであり、その観測が重要である。

## 2.4. GROWTH実験の経緯

GROWTHは2006年に運用を開始した実験で、冬の日本海沿岸に到来する雷雲から生じるガンマ線観測を目的とした地上実験である。この地域で見られる雷雲ガンマ線イベントの多くがロングバーストであることもあり、その研究で多くの成果をあげてきた。理化学研究所と東京大学の共同で、東京電力の協力のもと検出器群を図2.18に示す新潟県柏崎刈羽原子力発電所( $37^{\circ}25'16''\text{N}$ ,  $138^{\circ}35'46''\text{E}$ , 海拔約30 m)に設置し、これまで約10年にわたって冬季の定点観測を行ってきた。本実験のデータに基づき、5本の投稿論文と1本の修士論文がまとめられている ([12, 13, 17, 24, 25, 26])。本節では、これまでに得られた成果を簡潔にまとめる。

2006年に行われたGROWTHの初年度観測では、図2.19に示すような検出器が使われた。3 inch円筒形NaIシンチレータを、壁の厚さ1.25 cmの箱状のBGOシールドシンチレータで遮蔽し、その上をプラスチックシンチレータで覆うシステムとなっており、真上からやってくる粒子が荷電粒子かガンマ線かをプラスチックシンチレータで判別し、横および真下からの粒子をBGOシールドの反同時計数によって除去するよう設計されていた。得られたロングバーストを解析した結果、ガンマ線は雷雲の到来と同期してお

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質



図 2.18.: GROWTHの検出器が配置された柏崎刈羽原発の位置。国土地理院より引用。

り、大まかに横や下ではなく上空からやってきていることが明らかにされた [26]。このことから、当時は正体がよく分からなかった空間線量の突発的な増大が雷雲起源のガンマ線であることが裏付けられた。

GROWTHの重要な成果の一つが、雷放電にともなって突然ガンマ線が終了した事象の発見 [24]である。2010年12月30日のイベントのライトカーブを図2.20に示す。途中までは、1-2分の継続時間をもつ典型的なロングバーストの様子を示しているが、13時35分50秒(UT)に突然、放射が途絶している。企業が提供している雷放電のデータと比較したところ、この途絶から800 ms後に検出器から南東に1.7 km離れた地点の上空で雲中の雷放電が観測されている。

この現象は二つの事実を示している。一つは、雷雲ガンマ線を引き起こす電子加速が、確かに雷雲中の電場と関係していることである。もう一つは、ガンマ線が止まってから雷放電が起きるまでに時間差があることから、雲中の一連の電荷解放とそれによる段階的な電場変化の中で、ある段階で電子加速が止まったと考えられることである。特にガンマ線の途絶が先に起きていることから、例えば電子加速による帯電、あるいは電気抵抗の低下が、一連の雷放電のきっかけになっている可能性もある。

このイベントではまた、ガンマ線が明るくなってきた頃から停止する直前までの数十秒間に、10 MeV以上の光子数が3-10 MeVのそれと比べて急激に上昇していると指摘された [24]。図2.21に概略を示すとおり、ガンマ線の起源が加速電子の制動放射であるならば、ビームの中心では高いエネルギーのガンマ線が増えてスペクトルはハードになり、中心から外れるとソフトになるはずであり、このビーミングの兆候を捉えたと解釈された。



## 2.4. GROWTH実験の経緯

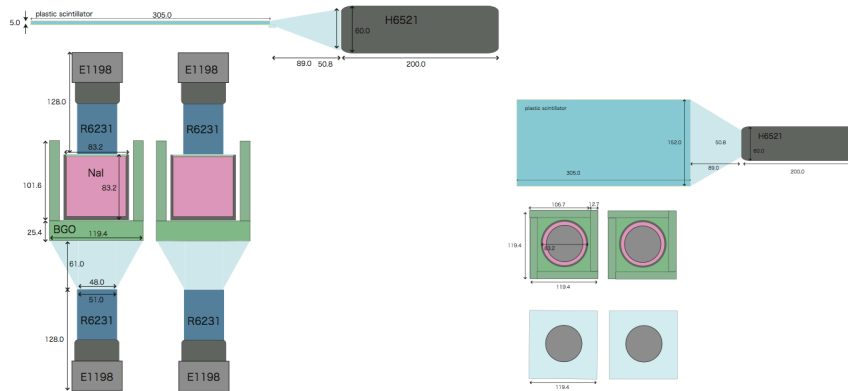


図 2.19.: 2006年の観測で用いられた検出器の概要図。 [26]より引用。左半分は検出器を横から見た図。右半分は、上から順にプラスチックシンチレータとそのライトガイドおよびPMT、BGOシールドシンチレータとNaIシンチレータ、BGOシンチレータのライトガイドとPMTの各要素に切り分けて上から見た様子。

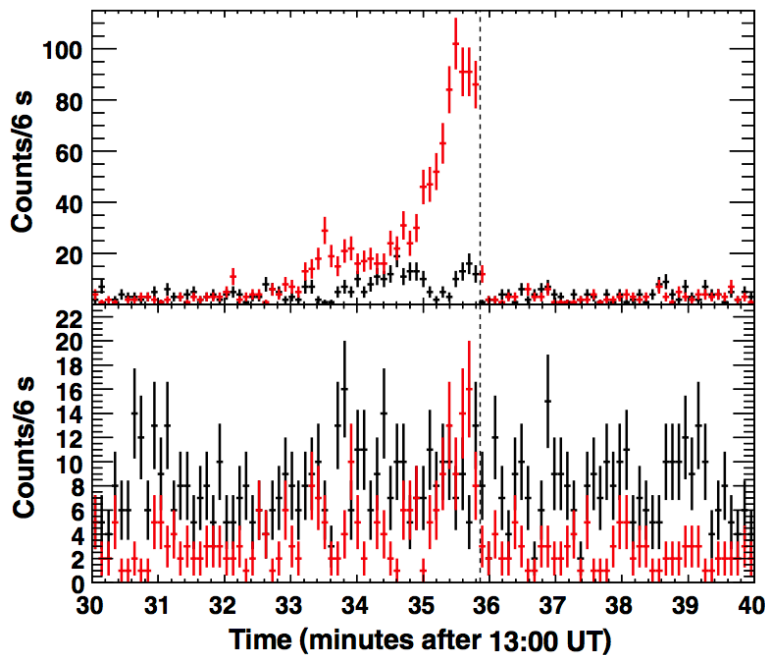


図 2.20.: 雷放電に伴ってガンマ線の放射が瞬間的に途絶した様子。 [24]より引用。点線が放電が生じた時間を表しており、上半分・下半分はそれぞれ、全エネルギー帯域・3 MeV以上の帯域におけるライトカーブ(ビン幅6秒)を表す。また、赤い線と黒い線はそれぞれ、1 km程離れたところにあるdaq0, daq1における光子カウント数を表している。daq0, daq1の詳細については第3章を参照。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

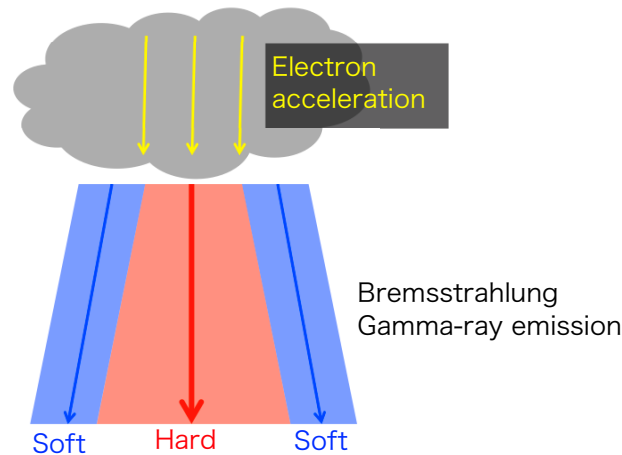


図 2.21.: ロングバーストのイメージ。電子の入射点が検出器の真上にあればスペクトルは最も硬くなり(図中赤)、ビーム軸から離れるほど軟らかくなる(図中青)。雷雲が風によって水平移動すると、この距離移動の変化が時間変動に変換され、スペクトルが硬くなってから軟らかくなるといった時間的なスペクトル変動として観測されるはずである。

## 2.5. GROWTH以外の実験によるロングバースト観測

ロングバーストは冬の日本海沿岸において発見されて以来、GROWTH以外にも現在までに類似の環境で行われた複数の観測例が存在する。すでに紹介したように2002年のもんじゅでの観測 [10]のほか、2011年には鳥居らによって敦賀原発にて観測が行われ [27]、原発周辺に複数設置された環境モニタリングポストにおいて、時間差でガンマ線フラックスの変動と比較的よく同期する電場変動が報告された。この事象は、風速による雷雲の移動から予測される加速領域の水平移動で実際のガンマ線の推移が比較的よく説明できることから、ロングバーストの変動が本質的に加速源の生成・消滅ではなく、むしろ雷雲の移動によるものであると解釈された。

冬季雷雲以外に、雲と地面の距離が近くなる山での観測も、大気によるガンマ線の減衰が少ないという有利な点をもつ。例えば、アルメニアにあるアラガツ山(Mt. Aragats)中腹の標高3200 mにおいて運用中の観測拠点が存在する。この実験は主に電子と中性子を観測することを目的としたもので、雷雲の電場構造と到来粒子フラックスの関係を論じた論文 [28]が発表された。彼らが捉えた雷雲ガンマ線はロングバーストで、その強度は図2.22に示す通り、空間電場と逆相関して変動していた。これは下向き電場が発生した際にガンマ線が生じたことを物語っている。すなわち、上空にプラス電荷を帯びた塊が存在したことを示唆している。彼らはこの塊

## 2.6. GROWTHで検出された陽電子イベントの概要

をLower Positive Charge Region (LPCR)と呼んでおり、これが電子加速器の生成要因になったのではないかと指摘している。

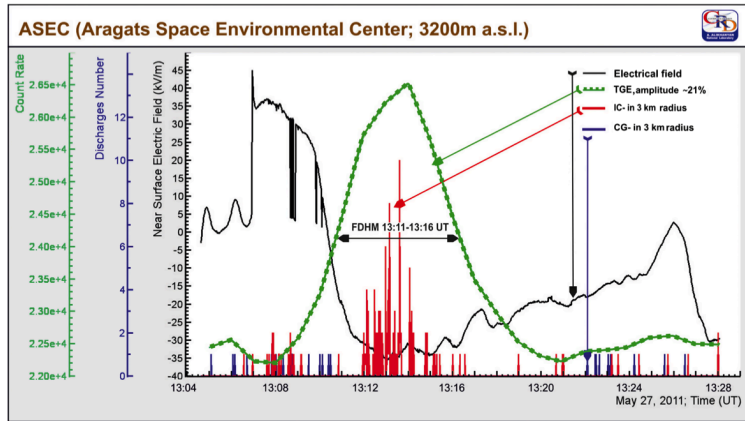


図 2.22.: 電場強度とガンマ線fluxが逆相関する様子。緑がTGEの強度、黒が電場強度である。赤線と紫線は3 km以内の雲内および対地放電を表すが、ここでは無視してよい。 [28]から引用。

日本国内でも高山における実験が複数行われている。その例としてPlastic Anti-Neutrino Detector Array (PANDA)実験を挙げる。この実験はもともと原子炉ニュートリノの観測を目的とした実験で、大飯原発で継続観測を行っている際に、原子炉とは無関係にガンマ線の増大が見られたことから雷雲ガンマ線の研究が始まった。検出器は100本の10×10×100 cmのプラスチックシンチレータを束ねた形状で、大きな有効面積と簡便な角度分解能を備えている点が特徴である。

この検出器を標高2770 mの東京大学乗鞍観測所に設置した実験が2014年夏に行われ、その最新の結果が加藤により博士論文 [29]にまとめられている。この観測では電場計測を伴って、10例ほどのロングバーストが観測された。その中で、GROWTHの報告 [24]と同様、放電と同時にロングバーストが終了する事例が報告されている。他のイベントでは、図2.23に示すように電場の減衰とともにガンマ線量が減少して逆相関する様子が見られ、アラガツ山での実験とほぼ同様の状況が成り立っていることを示唆している。さらに、ライトカーブのピークはほぼ左右対称であったと報告されている。これは雷雲の移動によるものであると解釈されている。また、それより以前の大飯原発での観測に基づき、雷雲ガンマ線が上空からやってきていることを示す報告があった [30]。

## 2.6. GROWTHで検出された陽電子イベントの概要

図2.24は、2012年01月13日に観測されたガンマ線イベント(以後20120113aと

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

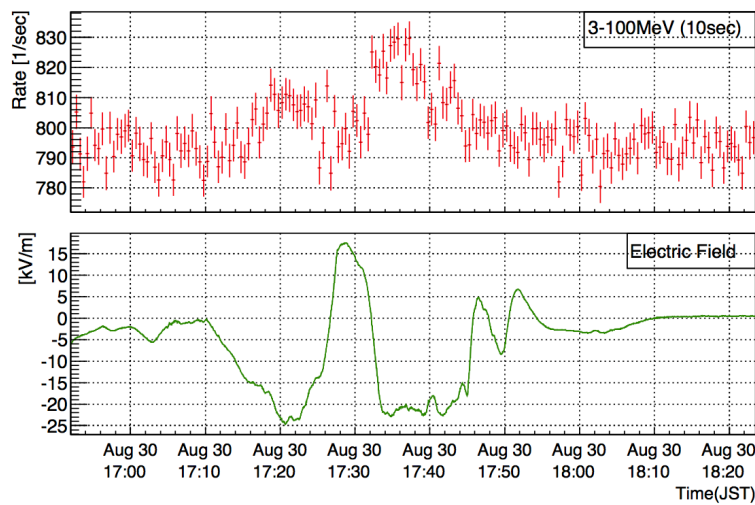


図 2.23.: 電場強度とガンマ線強度が逆相関する様子。上半分がガンマ線強度、下半分が電場を表している。 [29]より引用。

呼ぶ)のライトカーブである。イベントは大強度のショートバーストで始まった。この間のカウントレートは極めて高く、200 msにわたってDAQがサチュレーションしてしており、この間の正確なデータは得られていない。その後、指数関数的に減衰する成分が観測されており、この間のスペクトルを図2.25に示した。511 keVに明瞭な輝線が確認できる。その連続成分に対する強度比である等価幅(Equivalent Width: EW)は過去のGROWTHイベントのうち最大であり、2番目に強かったイベントの約4倍に達する。地上に数MeVを超えるガンマ線が降り注げば、陽電子が生成されることは何ら不思議ではないが、EWの大きな違いが説明できない。すなわち、このイベントでは対消滅線を異常に強くする、なんらかの機構が働いたと言える(榎本 et al. 2016 [17]、参考論文)。

陽電子を生成する他の機構として、光核反応によって $\beta^+$ 崩壊する核種が発生したという説が挙げられる。これらの核種は大気中に豊富にある酸素や窒素から生成することはできるが、生成するには2回以上の光核反応を続けざまに生じる必要があることと、反応を起こすのに必要な8 MeV以上のガンマ線がほとんど観測されなかったことから否定された。従って最も自然な解釈は、上空において対生成が地上より盛んに生じており、そこで生じた陽電子が地上まで電場加速されて到達したというものであると結論した。

対消滅線が異例に明るい一方、陽電子イベントのスペクトルは非常にソフトである。図2.25にこれをフィット結果とともに示した。300 keVから2 MeVまでの帯域をパワーロー+ガウシアンによってフィットし、冪を求めると $-2.57 \pm 0.18$ と定まった。のちに本論文の第5章で述べるようにGROWTHで観測されたロングバーストは通常-2から-1の冪を持つため、陽電子イベントは例外的に軟らかいことが確認できる。

このスペクトルの軟らかさとEWの強度は、図2.6に示したFermi衛星で

2.6. GROWTHで検出された陽電子イベントの概要

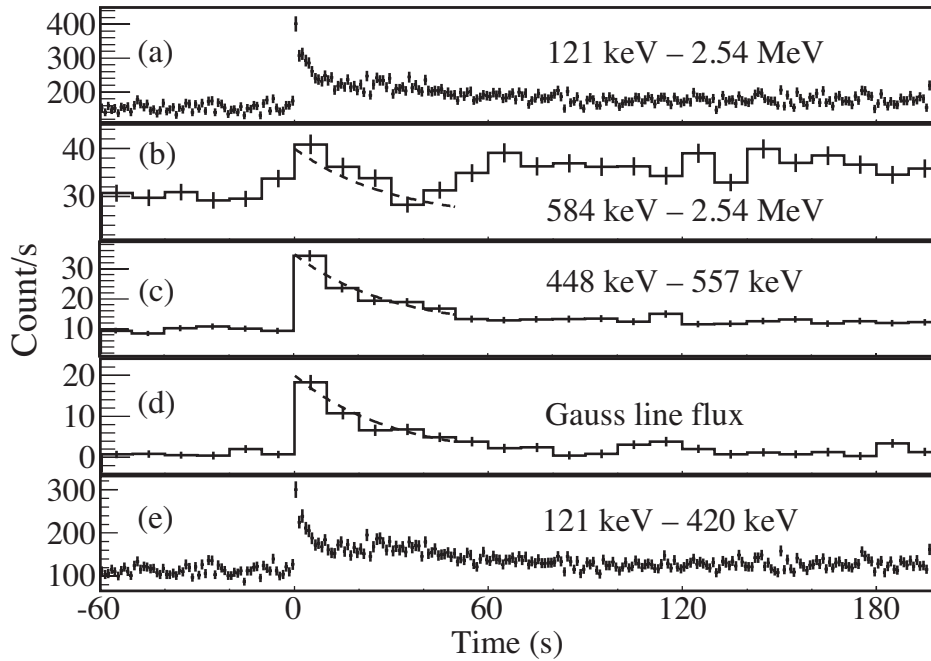


図 2.24.: 20120113aのエネルギーバンドごとのライトカーブ。(a), (b), (c), (e)ではその帯域を図中に示した。(d)は、10秒ごとのスペクトルからフィットにより求めた511 keV輝線の強度(Gauss line flux)を示した。

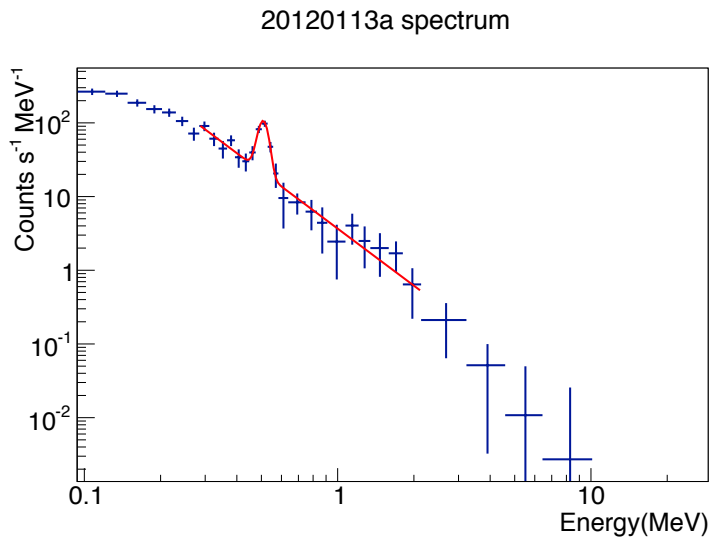


図 2.25.: 20120113aのスペクトル。バックグラウンドはイベントの開始直前の1分間を仮定し、除去した。511 keV輝線(ガウシアン)と連続成分(パワーロー)の和でフィットした結果を同時に示している。

## 2. 雷雲ガンマ線の基本的性質

観測されたスペクトルによく似ている。このスペクトルは磁力線に巻き付いて衛星までやってきた電子・陽電子が、衛星構体で制動放射したあと対消滅した結果であると解釈されている [15]。20120113aではスペクトル全体の形が変化せず511 keV輝線と連続成分の強度比が一定していたという事実と、EWの絶対値がFermi衛星の解釈から電子を取り除いたものとはほぼ一致することから、我々も同様な立場を取り、電場加速によって雲の中で発生した陽電子が制動放射しながら地上付近まで飛来する状況が1分以上のタイムスケールで維持されたものであると解釈した。ただし、20120113aの発生時には電場の観測がなく、陽電子の地上への加速が許される電場の向きであったかについては、確認可能な観測結果が存在しない。

このイベントのもうひとつの特殊性として、放電と同時に放射が始まった点が挙げられる。Wangらによって、電波干渉計(Lightning Mapping Array: LMA)による観測にもとづき、放電によって単に電荷の不均衡が解消されて電場が消滅するだけではなく、電場構造が変化して別の場所で強度が増加するケースが報告された [31]。20120113aではこの状況が生じていたと考えられるが、柏崎近傍でLMAは当時も現在も運用されていないため、事実に基づいてこの仮説を立証することはできない。LMAが運用されている場所で同様の現象を再観測することにより、この検証が可能となる。

## 2.7. 本論文で取り組む課題

1. ロングバーストの真の継続時間は観測的に決定されたとは言いがたい。鳥居らが指摘 [10]しているとおおり、雷雲は移動するので、各検出器で検出されるガンマ線の「継続時間」は、現象全体すなわち「雷雲加速器」の寿命を表しておらず、放射が届く領域が、検出器の上空を通過するのに要した時間を表している可能性が高い。柏崎でも明るいイベントがあれば、二つの(時に一箇所のみ)GROWTH検出器と、原発敷地周辺のモニタリングポストのデータを組み合わせることで、観測データから雷雲の動きや雷雲加速器の寿命の下限を知ることができる。以上と気象レーダによる雨量分布と比較し、雷雲の構造とガンマ線放射を対応付ける。
2. 2.3.3項で述べたとおり、もしロングバーストが相対論的電子による制動放射を起源とするならば、放射されるガンマ線は制動放射ビームになる。これが雷雲とほぼ同じスケールの電荷分布によるとすれば、電場すなわち電子の加速方向はほぼ平行となり、ガンマ線は鋭い指向性をもつはずである。実際に、2.4節で述べたとおり、土屋らによってエネルギースペクトルの変化がビーミングと定性的には矛盾しないことが示されている [12, 24]。角度分解能をもつ観測がPANDA実験によって行われた例 [29]が存在するが、それでもまだ制動放射ビーミングが事実として断言できる観測が完了したとはいいがたい状況である。そこで私は角度・エネルギー分解能をもつ検出器を新たに製造し、制動放射が生じているという直接的な証拠を示すための観測を行った。



### 3. 本研究で用いた検出器

#### 3.1. 検出器の配置

GROWTH実験では、新潟県の東京電力柏崎刈羽原子力発電所(図2.18)内に二つの検出サイトを配置している。そのそれぞれの位置を図3.1に赤十字で示す。原発の環境管理棟屋上(daq0)に設置した2つの検出器をそれぞれdaq0A、daq0Bと呼ぶ。daq0Aは初年度の検出器と2014年度のものとは構成が異なる。本論文中では前者は扱わないため、daq0Aは原則として後者を指す。daq1は原発の事務本館屋上に配置されている。このほか、東京電力が原発からの放射能漏れを検知するために運用している検出器であるモニタリングポスト(MP)が、原発を取り囲むようにMP1からMP9まで配置されており(図2.18の青十字)、必要に応じてデータをいただくことが可能である。

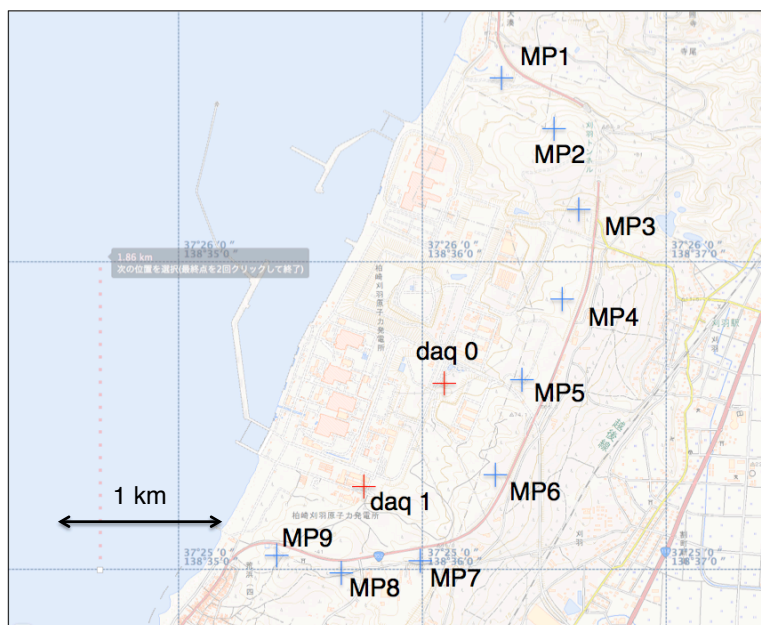


図 3.1.: 柏崎刈羽原発内の検出器・検出サイト配置状況。地図は国土地理院による。赤十字でdaq0とdaq1、青十字でMPの位置を示した。

### 3. 本研究で用いた検出器

## 3.2. daq0Bとdaq1検出器の概要

daq0Bとdaq1は理研の土屋博士が中心となって開発・展開し、これまで10年にわたって運用してきた検出器で、GROWTHの過半数のイベントがこれらの検出器で観測された。本論文ではこれらで取得されたデータを用いるため、その概略を述べる。

図3.2に示したdaq0Bは3 inchの球形NaIシンチレータと、同一形状のCsIシンチレータで構成される。2006年の10月に設置され、2014年3月に運用を終えた。読み出し回路系(以降DAQ)はNaIとCsIについて独立に動作する二つの1024 chの波高電圧取得型(以降P/H型)ADCで構成され、ガンマ線ひとつひとつの入射(以降ヒット)によって得られるパルス波高値を6秒ごとに積分したスペクトルをバイナリ形式で記録する。また、スペクトル情報は失われるが、NaIについては約50 keV以上、CsIについては約100 keV以上のカウントレートが1秒ごとに記録される。時刻はGPSのPulse Per Second (PPS)信号をデータに1秒ごとにラッチする仕組みを用いて、1秒の絶対精度で較正されている。約1時間にわたって積分したADC空間におけるスペクトルの例を図3.3に示した。地上の自然放射能によるガンマ線が見えている。NaIが $\sim 8$  MeVまでを、CsIが $\sim 50$  MeVまでをカバーしている。これらを較正し、エネルギー空間でスペクトルを得る方法については4章で述べる。

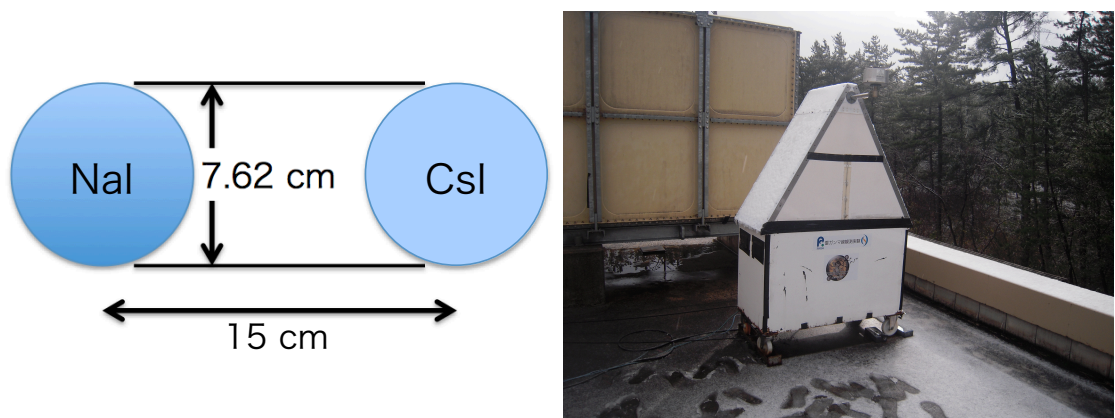


図 3.2.: daq0Bのシンチレータ配置(左)と検出器建屋の外観(右)。

図3.4に示すdaq1は $\phi 3 \times 3$  inchの円筒形NaIシンチレータと、その上を覆う $30 \times 30 \times 0.5$  cmのプラスチックシンチレータ(以降PL)で構成される。2010年12月に設置されて以来、現在まで運用を継続している。DAQは1024 chのP/H型ADCでありdaq0Bと似ているが、各シンチレータへのガンマ線・荷電粒子入射が生じたトリガーごとに、NaIかPLいずれかの波高値と、 $\mu$ s精度の時刻情報を、ひとつひとつASCII形式でファイルに保存している。NaIとPLのDAQは同期して動作しており、各ヒットに対して、入射のあったシンチレータに応じて「NaI」「PL」「同時」のいずれかのトリガータ



### 3.2. daq0Bとdaq1検出器の概要

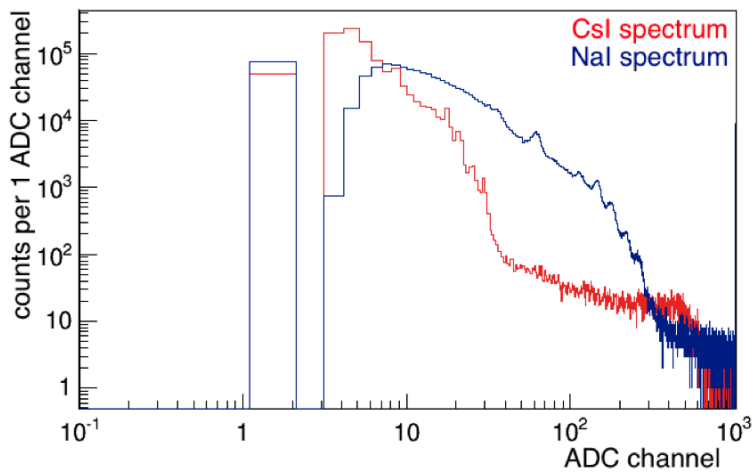


図 3.3.: daq0Bで取得した1時間にわたる積分スペクトル(ADC空間)。赤がCsI、青がNaIのADCスペクトルを表す。

グが記録される。「NaI」と「同時」の場合にはNaIシンチレータの波高値のみが記録され、「PL」の時のみPLの波高値だけが記録される。時刻較正はdaq0Bと同様、GPSのPPS信号が1秒ごとにラッチされる仕組みで、 $10\ \mu\text{s}$ の絶対精度が保証されている。24時間にわたって積分したADC空間におけるスペクトルの例を図3.5に示した。これを較正し、エネルギー空間でスペクトルを得る方法については4章で述べる。

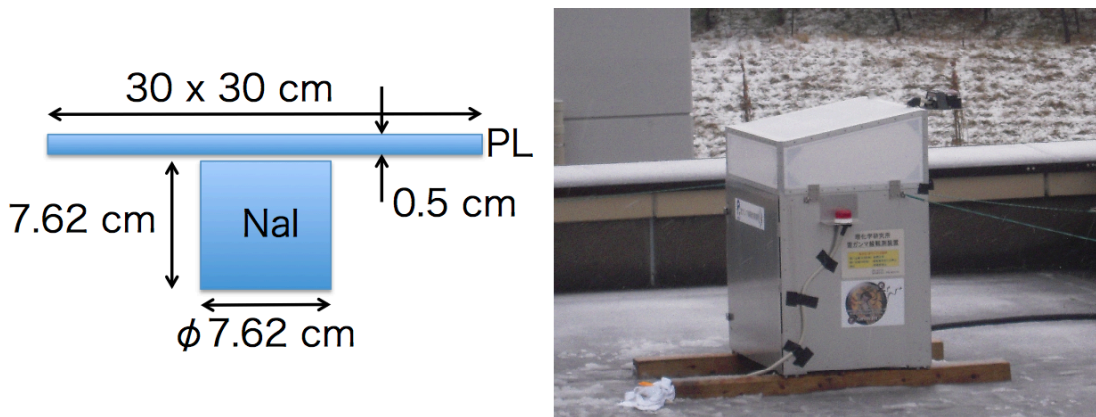


図 3.4.: daq1のシンチレータ配置(左)と検出器建屋の外観(右)。

### 3. 本研究で用いた検出器

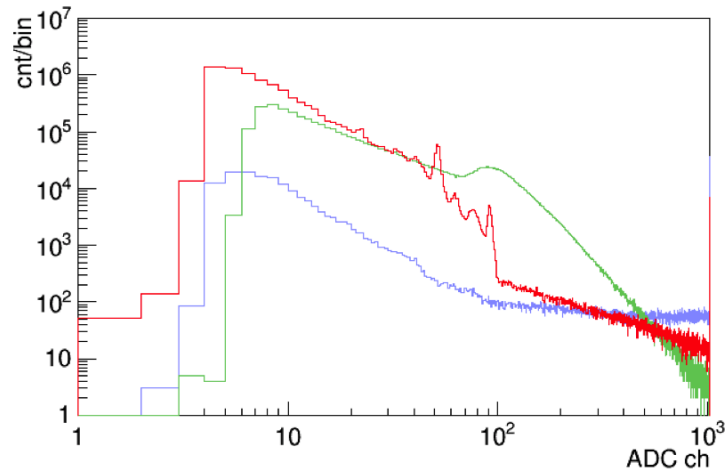


図 3.5.: daq1で取得した24時間にわたる積分スペクトル(ADC空間)。赤がNaI、緑がPL、紫が同時トリガ時の(NaI)ADCスペクトルを表す。

## 3.3. 2014年に設置したdaq0A検出器の概要

### 3.3.1. フロントエンドの構造と検出のアイデア

daq0Aは私が中心となって2014年冬季に新たにdaq0サイトに設置した検出器である。その写真を図3.6および図3.7に、シンチレータ部の構成を図3.8に示す。この検出器は、2006年に設置された検出器(図2.19)のシールド部を再利用し、内部に分割したシンチレータを入れることで、ガンマ線の到来方向の検出を目指したものである。

daq0Aのシンチレータは約10 cm角の井戸型をした「BGOシールド」の内部に4つの「BGOブロック」と呼ぶシンチレータを田の字に配置する形状を採用している。検出効率を重視し、シンチレータはすべて有効面積の大きいBGOで構成した。各ブロックは4 × 4 × 3 cmの大きさをもつ。図3.9に示すように、入射したガンマ線を一部シールドで止めて影を作り、ガンマ線に曝露される各ブロックの面積(S1、S2)の差をカウント数から読み取ることで、ガンマ線の到来方向を検出するしくみである。

### 3.3.2. データ取得系の概要

ブロックに影を作るためのシールドもBGOシンチレータで構成したのは、アクティブシールドによりガンマ線の阻止効率を高めるためと、シールド部そのものも指向性のない検出器として用いることで、暗いイベントにも感度をもたせるためである。ここでアクティブシールドとは、シールド内でコンプトン散乱されたガンマ線がブロックで再度反応した「コインシデンスイベント」を除去することである。MeVガンマ線を阻止するためには、数cm厚の鉛やBGO結晶が必要であるが、コンプトン散乱を一度させるだけならより薄く実現できるため、小型・軽量の検出器によく用いられる。

### 3.3. 2014年に設置したdaq0A検出器の概要



図 3.6.: daq0Aの検出器建屋の外観。黄色い人物が著者(約170 cm)を示す。

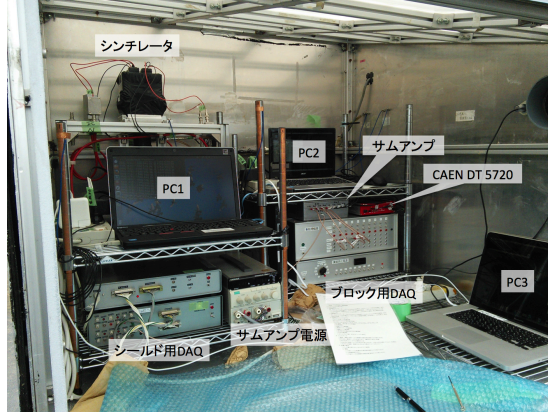


図 3.7.: 建屋の内部にdaq0Aの検出器を設置した様子。

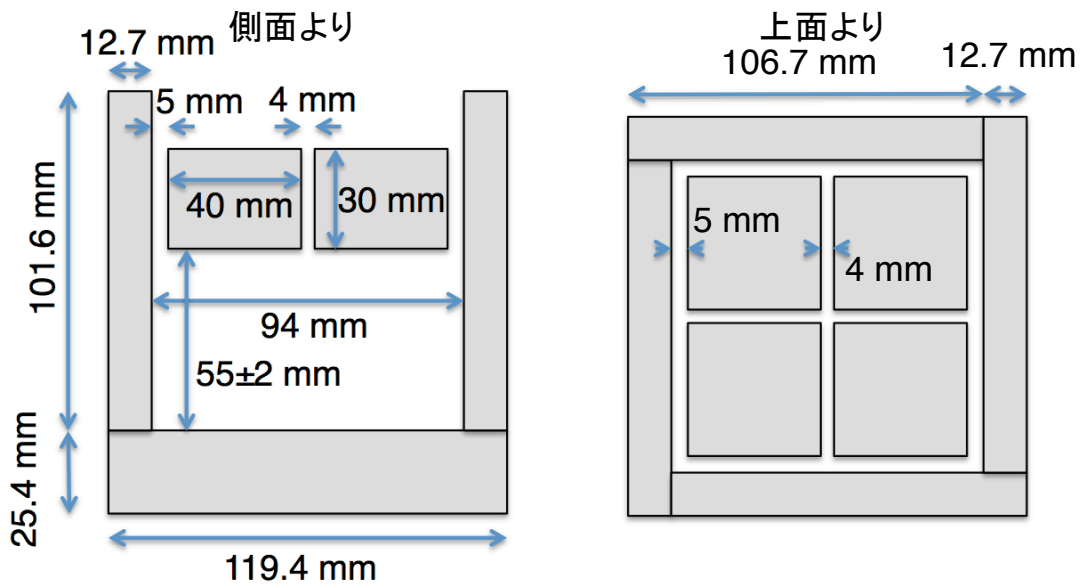


図 3.8.: daq0Aのシンチレータの構成とジオメトリ。約10 cm角で厚みが約1 cmの「BGOシールド」の中に4つの「BGOブロック」を配置した。

### 3. 本研究で用いた検出器

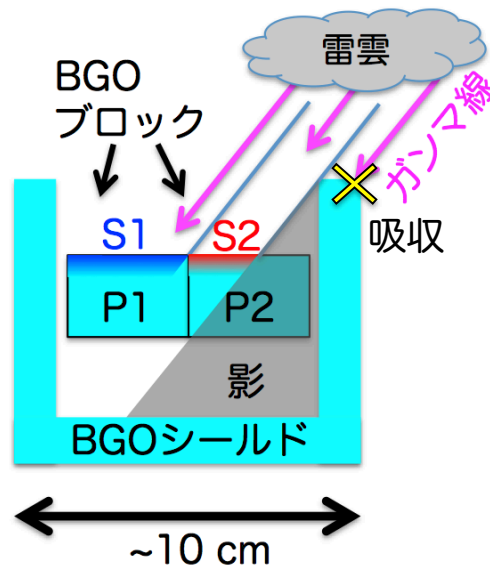


図 3.9.: ガンマ線到来方向検出のしくみ。シールドでガンマ線を吸収して影をつくり、曝露面積S1とS2の差によって生じる各ブロックのカウントレートの差を読み取る。

図3.10はこれを実現するために製作した信号系のブロックダイアグラムである。シールドの信号はプリアンプ・シェーパー・P/H型の簡易デジタルイザがセットになった独立システムのDAQに送られる。システムはdaq1と似ており、デジタルイザはヒットの波高値を1024 chのデジタル信号に変換する。これにトリガーが立った時刻を付与し、1秒ごとにGPSのPPS信号に同期してリストを生成する。このデータはPC1に送られ記録される。また、トリガーが立った時刻にTTLレベルの矩形波(以降TRG)を外部出力する。

4つのブロックのアナログ信号はそれぞれ独立したプリアンプ・シェーパーを通してセミガウシアン波形に整形される。シールド部との反同時計数をするため、デジタルイザには本来デジタルI/Oがあれば良いが、今回用いた波形取得型4 ch ADC CAEN DT5720には存在しなかったため、アナログ波形にコインシデンス信号を混ぜ、後に解析によって取り除くこととした。そのため、まずシールド部からのTRGの信号をVETO波形整形回路(ワンショットトリガ)に入力し、幅が $1\ \mu\text{s}$ で波高値が約10 mVの矩形波(以降VETO信号)に整形する。その出力を4つに分岐し、4系統のサムアップ回路にそれぞれ入力し、極性を反転したうえで先ほどのセミガウシアン波形に重ねあわせる。これにより、コインシデンスイベントが生じた場合は負の極性をもつVETO信号が重ね合わされ、図3.11左に示したアナログ波形が得られる。もしシールドへのガンマ線入射がなければこの負の矩形波は記録されず、図3.11右に示したようなセミガウシアンのみ波形が出力される。以上のVETO波形整形回路とサムアップは図3.12に示すとおり設計・製作した。

こうして得られたアナログ波形はADCで波形取得する。本実験ではシ



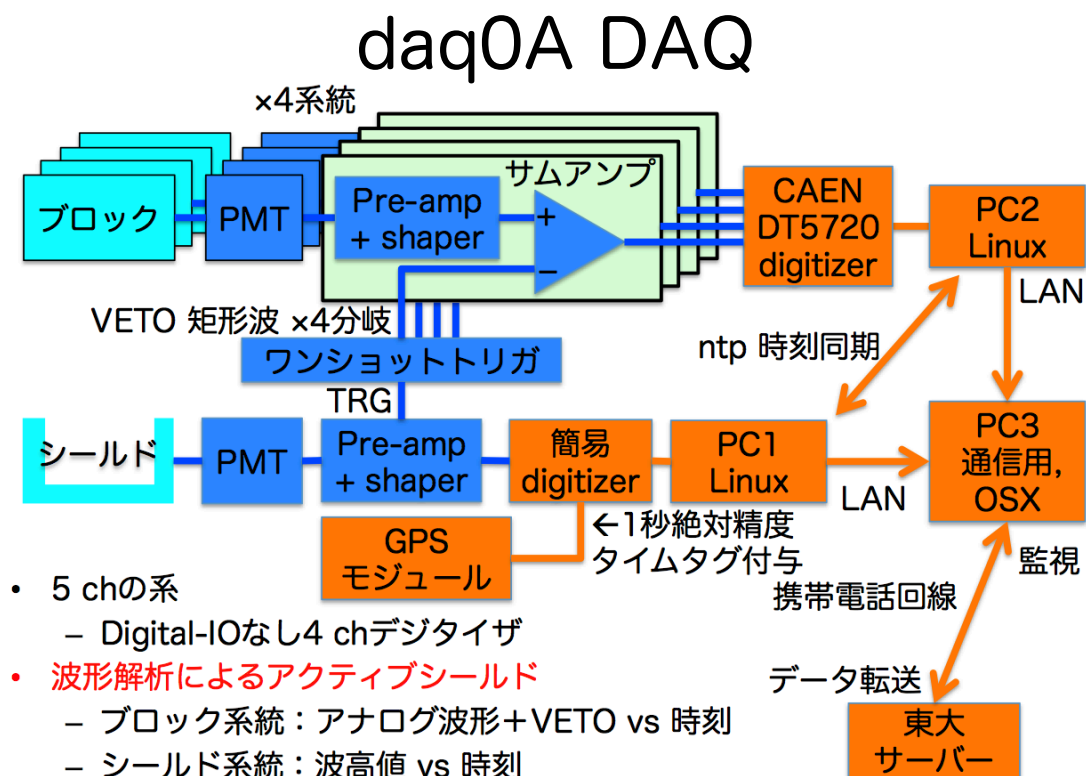


図 3.10.: daq0AのDAQを示したブロックダイアグラム。

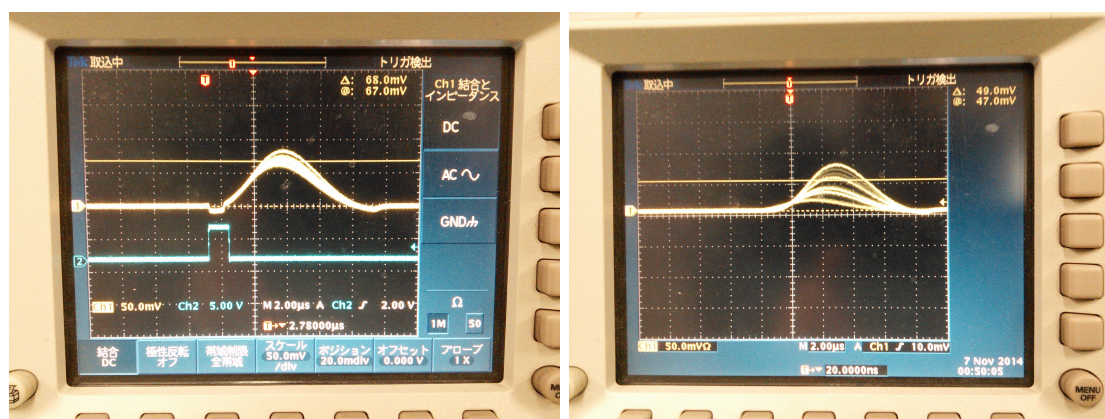


図 3.11.: 左の黄線はオシロスコープで捉えたコインシデンスイベント(後に解析によって除去するイベント)の波形例で、VETO信号が重畳している。青線はTRG。右の黄線はコインシデンスでないイベントの波形例。いずれも黄線の縦一目盛は50 mV、青線の縦一目盛は5 V、横の1目盛は2  $\mu$ s。

### 3. 本研究で用いた検出器

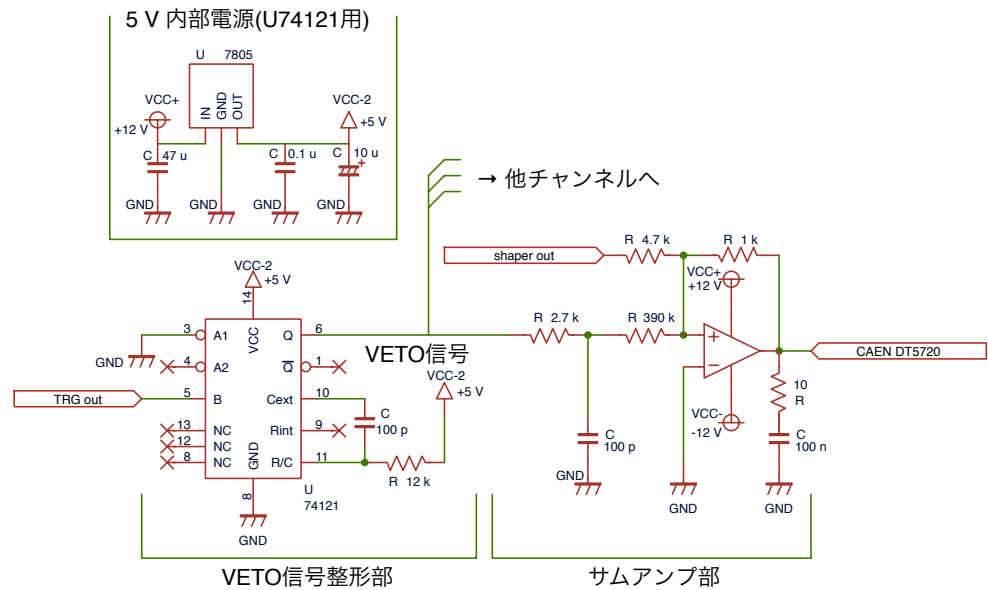


図 3.12.: シールド由来のTRGを整形し、ブロックにつながったシェーパーが出力するアナログ波形に重ねあわせるサムアンプの回路図。

エーパのピーキングタイムを $4 \mu\text{s}$ とし、波形データの取得設定はピークを必ず取るため、トリガー前約 $4 \mu\text{s}$ 、トリガー後約 $6 \mu\text{s}$ とした。時間分解能 $20 \text{ ns}$ で保存された波形はPC2に転送・保存される。これを後で解析し、最大波高値からエネルギー情報を取得するとともに、VETO矩形波の有無を判定してコインシデンスイベントを除去する手法を採用した。図3.13左にシールドによる24時間の積算スペクトルの例、図3.13右に反同時計数した後のブロックによる1時間の積算スペクトルの例をADC空間で示した。4つのブロックをそれぞれP0, P1, P2, P3と呼び、その向きと配置は図3.14に示した。

シールドでは単一のラインが二つに分裂したスペクトルが得られる。例えば、図3.13左の95 ch付近と120 ch付近に見られる輝線はいずれも $^{40}\text{K}$ 由来の $1.46 \text{ MeV}$ 輝線である。これは、BGOシールドが板状のBGO結晶を接着剤によって結合することで井戸型を構成しており、シールドの壁と底面で発光量そのものは変わらないが、壁で発光が起きた場合には壁と底面の接着面で光が減衰し、底面で発光した時に比べてPMTまで到達する光量が減少するためである。従ってADCが大きい方のラインは底面におけるヒットに、小さい方は壁でのヒットに対応する。以上は、実験室で線源の位置をずらしながらシールドに放射線を当て、ラインのADC値の比が保存し、強度関係が予想通りになる事実により確認した。

### 3.3. 2014年に設置したdaq0A検出器の概要

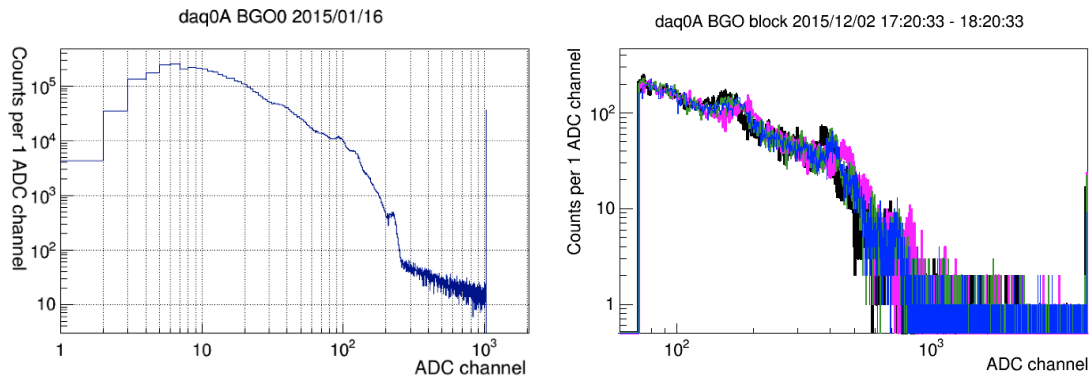


図 3.13.: シールドのADC空間における24時間の積算スペクトル(左)とブロックの1時間の積算スペクトル(右)。P0, P1, P2, P3のスペクトルをそれぞれ黒、マゼンタ、緑、青で表示した。各ブロックの配置は図3.14に示した。

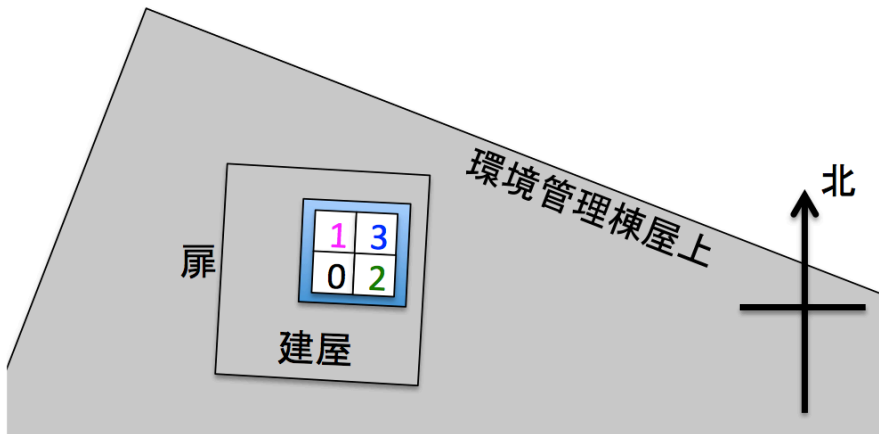


図 3.14.: daq0Aの4つのブロックの配置。建屋は辺がほぼ東西・南北を向く配置であり、これに合わせて検出器シンチレータの辺も東西・南北を向いている。

### 3. 本研究で用いた検出器

#### 3.3.3. ネットワーク環境

daq0Aの稼働状況を監視し、得られたデータをすぐに解析したいというニーズから、遠隔操作が可能のように携帯電話回線(E-mobile<sup>1</sup>)を経由した外部接続可能なネットワーク環境を構築した。このためにゲートウェイとなるPC3を設置し、クイックルック用に簡易なデータ処理を行うことにした。PC3はPC1, 2から1時間おきに生データをダウンロードし、解析しやすい形に変換した2次ファイル(ROOT形式の時刻・エネルギーの2次元ヒストグラム)を生成・蓄積する。これらの2次ファイルは毎朝9:00頃 (Universal Timeで0:00)を過ぎると、自動的に東京大学本郷キャンパス内にある研究室のサーバーにアップロードされる仕様とした<sup>2</sup>。接続が切れた場合においても自動的に再接続するよう設定されており、2015年1月にPC3そのものが不調になるまで、数ヶ月にわたってほぼ毎日検出器を監視するとともに、雷雲ガンマ線イベントが受かっていないかどうかチェックを行っていた。なお、以上で説明した全要素の機械的な配置は図3.7に示したとおりである。

daq0Aの時刻同期は、シールドのDAQに付属したGPSによって行っている。PC3は通常、内部ネットワーク上におけるntpサーバーを兼ねており、これによって全PCの時刻は1 msの精度で同期している。ネットワークが利用可能な時は外部ntpを参照し、いずれのPC時刻も1秒の絶対精度をもつ。かりにネットワークが途絶した場合も、PC1ではGPS時刻とPC時刻の対応付けが記録され、かつ代理のntpサーバーとして稼働し始める設定のため、ローカルにおける時刻同期は保たれ、前者を頼りにPC2で取得されたデータの時刻付けを行うことができる。GPSの信号も途絶した場合は、PC1のクロックによる内部時刻が採用される。その時刻は絶対時刻に対して線形にずれていくと本実験では仮定した。

図3.15は2014年冬季のdaq0Aの稼働状況を表している。遠隔接続は通算でほぼ全観測期間の半分に近い期間にわたって維持されており、全ての雷雲ガンマ線イベントは通信が閉ざされる2015年1月までに発生した。特筆すべきは、検出器を展開した日の夜に早速ショートバーストが検出されたことであり、この年の雷雲活動の活発さを表している。

#### 3.4. モニタリングポスト(MP)

MPは東京電力によって運用されている。データはGROWTHチームが依頼した時と、東京電力側で線量が増大したことに気がついた時のみ入手できる。各MPは直径2 inch、高さ2 inchの円筒形NaIシンチレータと、4 atmのArガスが封入された14 Lの球形加圧電離箱(以降IC)で構成されている。NaIは低線量の環境放射線に、ICは高線量の環境放射線に感度があり、いずれも各30秒間のカウントレートを $\text{nGy}\cdot\text{h}^{-1}$ 単位で記録するが、ICのデータは本論

<sup>1</sup>現Y-mobile。

<sup>2</sup>E-mobileのサービスではグローバルIPが付与されない問題があったため、実際にはPC3から本郷サーバーにログインした状態をキープし、その際にsshポートフォワーディングにより本郷サーバー内部のローカルポートにアクセスすることでPC3にログインする仕組みを用いていた。



### 3.5. 観測期間と本論文で用いるデータの範囲

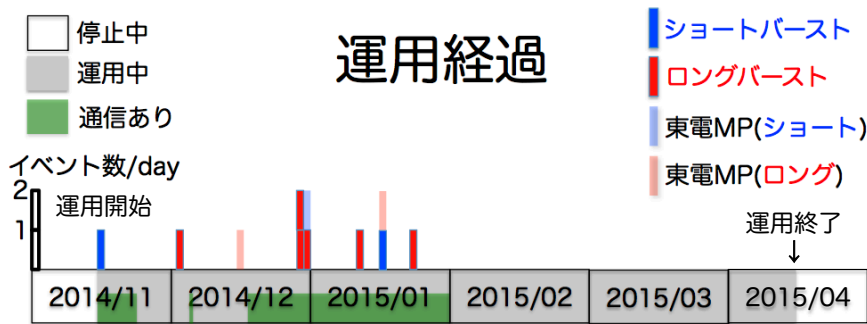


図 3.15.: daq0Aの稼働状況。緑の期間は遠隔通信環境が正常に稼働していた期間で、赤と青のリボンは第4章で詳しく述べる方法で見つけた雷雲ガンマ線イベントの発生日時を示している。

文の解析では用いない<sup>3</sup>。

NaIで記録されるカウントレートは50 keVから3 MeVの帯域にあるガンマ線入射が記録されている。これに換算係数 $12.9 \text{ count} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{nGy}^{-1} \cdot \text{h}$ を掛けることによってカウントレートに戻すことができる。本論文では、MPのライトカーブを用いる場合には $\text{count/s}$ に換算した値を示す。時刻は日本標準時で較正されている。

### 3.5. 観測期間と本論文で用いるデータの範囲

表3.1に、以上で述べたGROWTH検出器(daq0A, daq0B, daq1)が稼働していた期間を示した。観測開始は2006年の10月であり、本論文では2015年5月までにdaq0B, daq1そしてdaq0Aで取得された全データを解析対象とした。このほか、2.4節で示した初年度の検出器(旧daq0A)もあるが、データフォーマットの問題と、一冬だけのデータであることから、本学位論文には含めない。観測はまずdaq0B(および旧daq0A)でスタートし、2010年度から新たにdaq1が稼働を開始した。daq0Bは2013年度で運用を終了し、2014年度には新たにdaq0Aの運用を開始した。すなわち、2010年以降は常にdaq0とdaq1による2地点での観測が行われている。

<sup>3</sup>実際のデータを見ると、低線量用のNaIで信号が確認できない際に、高線量用のICのみで信号が検出されているケースが半数以上あり、雷放電によるノイズを拾っている可能性が示唆された。また、こうしたイベントが実際にショートバーストである可能性は高いが、本論文の主な考察対象をロングバーストに絞っていることが理由で、今回は解析対象としないことを決めた。

### 3. 本研究で用いた検出器

表 3.1.: GROWTH実験の運用ログ。

観測年度	検出器名	観測開始	観測終了	備考
2006	daq0B	2006/10/30	2007/07/16	
2007	daq0B	2007/10/23	2008/06/13	
2008	daq0B	2008/10/27	2009/05/26	
2009	daq0B	2009/10/30	2010/01/06	
2010	daq0B	2010/12/02	2011/04/01	daq1稼働開始
	daq1	2010/12/02	2011/06/14	
2011	daq0B	2011/10/04	2011/11/05	
	daq1	2011/10/18	2012/03/29	
2012	daq0B	2012/11/26	2013/03/01	
	daq1	2012/11/26	2012/12/12	
2013	daq0B	2013/12/20	2014/03/16	daq0B運用終了
	daq1	2013/12/19	2014/06/27	
2014	daq1	2014/10/16	2015/05/08	daq0A稼働開始
	daq0A	2014/11/14	2015/04/14	

## 4. GROWTH観測のまとめ

### 4.1. 測定されるガンマ線の特徴

本論文で考察するGROWTHの全データを年表としてまとめたものを図4.1に示した。図中の赤と青の線は雷雲ガンマ線イベントである。イベントの検出方法と定義は4.3節で詳しく述べる。平均すると年あたり2個弱のイベントが受かっているが、年ごとのばらつきは大きく、2013年度は一つもイベントがなく、2008年度は5個、2014年度は8個を検出した。これは各年の気象条件を反映していると考えられる。

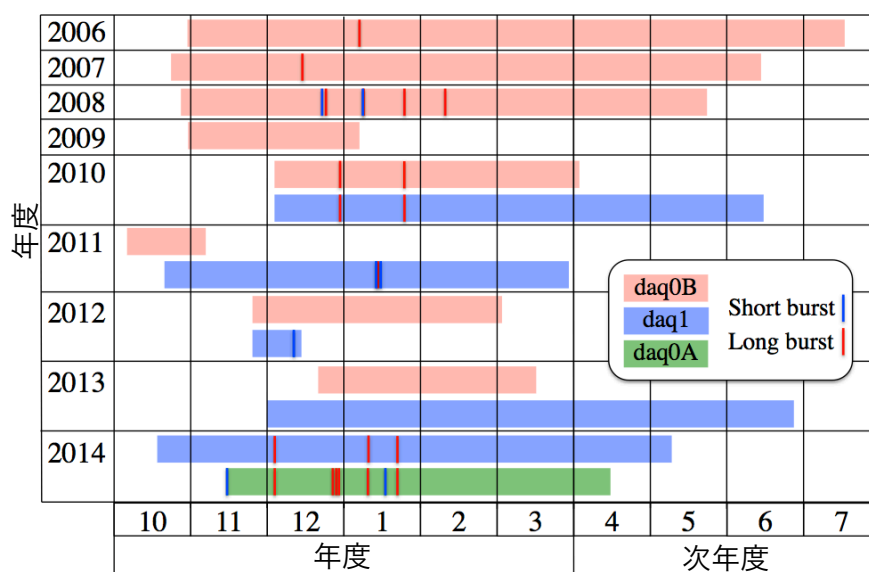


図 4.1.: 表3.1に示した観測期間の概略を年表にしたもの。縦軸は各観測シーズンの年度、横軸は各シーズンに含まれる月である。色付きの帯は各検出装置(daq0A, 0B, 1)ごとの観測期間を表す。赤と青の細い縦線は雷雲によるガンマ線の増大事象を表しており、第5章にて定義するロングバースト(赤)・ショートバースト(青)に分類されている。

#### 4. GROWTH観測のまとめ

##### 4.1.1. 環境放射線によるカウントレート変動

2010年12月30日にdaq0Bとdaq1で取得されたライトカーブ(以降LC)<sup>1</sup>の例を図4.2に示した。ここには大きく分けて3つの特徴が現れている。まず、daq1(図中赤)において約150 count/s、daq0B(図中青)において約120 count/sで持続する「平坦成分」がある。また、17:00頃や20:00頃に10分程度で急激に立ち上がったあと、1時間ほどの半減期でゆっくりと減衰する「遅い変動成分」がある。これに加えて、13:30頃に鋭い「スパイク状成分」が双方の検出器で見られる。

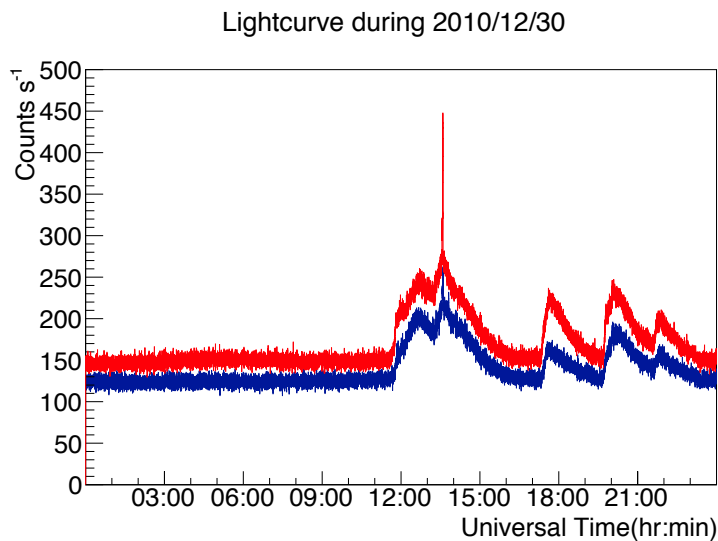


図 4.2.: 横軸は時間、縦軸はカウントレート。赤はdaq1(NaI)、青はdaq0B(NaI)について、24時間にわたって約100 keV以上の帯域におけるLCを示した。普遍的に見られる3つの特徴が現れている。

平坦成分はバックグラウンド(以降BGD)のうち定常成分だけが見えているもので、宇宙線や検出器周辺の定在放射性同位体(<sup>40</sup>K等)によって生じていると考えられ、このレベルよりもカウントレートが低下することはない。図4.2から読み取れる通り、daq1(赤)とdaq0B(青)ではこのベースとなるカウントレートが異なっている。これは、主に検出器の有効面積のちがいや、周りにある低在放射性同位体量のちがいを反映しているものと考えられる。同様の差はdaq0Aとdaq1にも見られ、これを示したのが図4.3である。2015年01月15日に稼働していた両検出器のデータを示したもので、daq0A(BGOシールド)の有効面積は非常に大きいため、その平坦成分(図中緑)は500 count/sに達する。

<sup>1</sup>放射線のカウントレートを縦軸に、時間を横軸にとって示したグラフのこと。ガンマ線光度の時間変動を表す。2.1節参照。

#### 4.1. 測定されるガンマ線の特徴

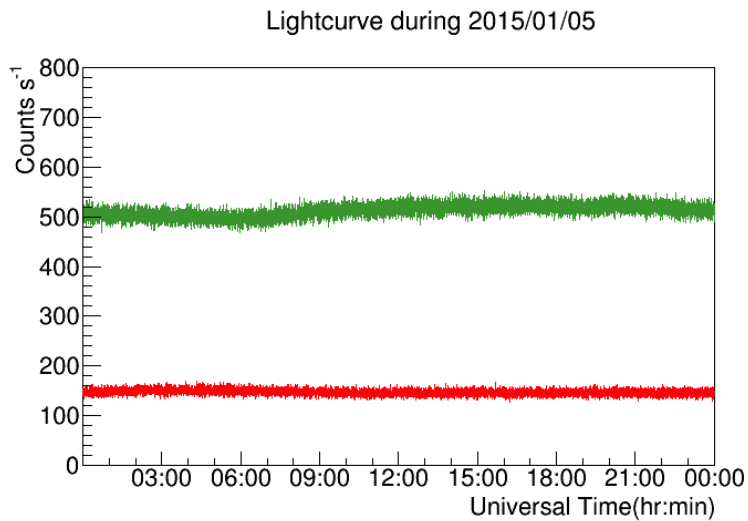
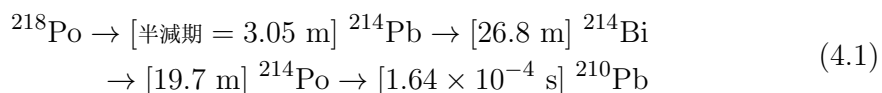


図 4.3.: 降水がない場合におけるdaq1(NaI、赤)とdaq0A(シールド、緑)のLC比較。1日を通してあまりカウントレートに変動が見られない。

遅い変動成分は降水に伴って増大した線量が重ね合わされたものである。大気中には常にある濃度の<sup>222</sup>Rn(気体、ウラン系列)が含まれており、これが大気中で絶えず半減期3.8日で<sup>218</sup>Poに崩壊しながら大気中を浮遊しつつ、さらに娘核種・孫核種への連鎖崩壊を繰り返している。降水があれば、いずれも固体であるこれらの核種が雨滴または雪片とともに降下して地表面で濃縮されるため、地上で検出される線量は増大する。この機構を「Rn washout」と呼ぶ。20年という非常に長い半減期をもつ<sup>210</sup>Pbまで崩壊してしまえば線量は再び元の値に戻るため、Rn washoutによる線量の半減期はおおまかに、<sup>218</sup>Poと<sup>210</sup>Pbの間の崩壊系列に含まれる全ての娘核種の半減期の和となる<sup>2</sup>。図4.4に示すように、大半の崩壊(99%以上)は



という順序で進むためRn washoutの半減期は約50分となり、実際のLC上に見られる減衰時定数とほぼ一致する。また次節で示すように、<sup>214</sup>Biに起因するライン(輝線)が観測される。

スパイク状成分は雷雲ガンマ線である。図4.5にその例を示した。2つの検出器で同時に検出されており、なおかつなめらかに変動している。変動のタイムスケールがRn washoutよりも遥かに短いため、降水そのものを起源として説明することはできず、雷雲起源であると考えられる。そこで、このように数分間だけ線量が増大して元に戻る変動を以降「イベント」と呼ぶ。図4.2によれば、降雨が生じている時間帯でイベントが生じている。

<sup>2</sup>実際には雪が積もったり溶けてなくなったりする影響も当然受けるが、これらの影響はより長い時間変動を示す。

4. GROWTH観測のまとめ

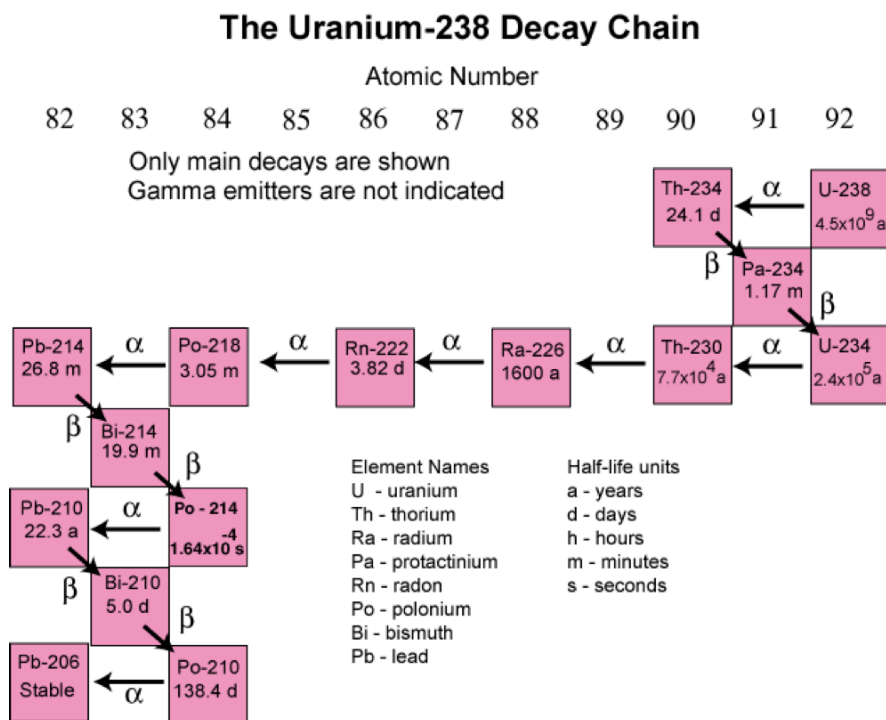


図 4.4.: ウラン系列の連鎖崩壊。 $^{222}\text{Rn}$ よりも親側の核種はいずれも常温で固体であり、 $\text{Rn}$ になって初めて大気中に気体として放出される。これが崩壊することでたえず大気に $^{218}\text{Po}$ が供給され、降水とともに地上に降下することで、一時的に線量が増大する。

#### 4.1. 測定されるガンマ線の特徴

これは全てのイベントで共通して見られる傾向で、イベントが降水と同期することを意味している。

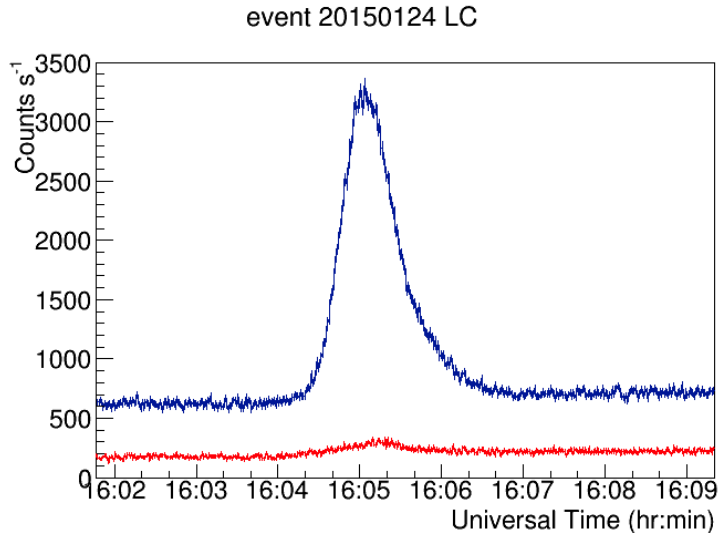


図 4.5.: あるイベント(20150124)のdaq0A(青), daq1(赤)におけるLCを約7分幅に拡大して示した。双方の検出器においてカウントレートの上昇が見られる。

#### 4.1.2. 典型的なスペクトル

降水がない時間帯における3つの検出器のスペクトルをADC空間で表示すると、図4.6のようになる。daq1(赤)では100 ch以上ではベキがおよそ-1の連続的な成分が見えており、100 ch以下ではベキが-2程度の連続成分の上いくつかのラインが見られる。前者は宇宙線ミューオンに由来するガンマ線成分で説明でき、後者は定在する環境放射線に起因するものである。1024 ch(図右端)に見えている鋭いスパイクは、ADCの最大入力電圧を超える波高値をもつ高エネルギーなヒットによる信号である。以上と同様の傾向はいずれの検出器においても見られる。

daq1のスペクトルには55 ch付近と100 ch付近によく目立つラインが二つある。これらはコンクリートに含まれる $^{40}\text{K}$ とトリウム系列の $^{208}\text{Tl}$ に由来するラインである。同様のラインがdaq0Bでも見られる。一方、daq0Aではラインの数が4つに増えている。これは、3.3.2項で説明したとおり、シンチレータの形状にともなって2つのラインがそれぞれ2つずつに分裂した結果である。また、daq0Aで用いたBGOの光量がNaIに比べて少ないことが原因で分解能が低下している様子も確認できる。

Rn washoutが存在する場合には、スペクトルの形状が変化する。図4.7に、NaIシンチレータを使用しているdaq1の晴天時・雨天時における同じ積



#### 4. GROWTH観測のまとめ

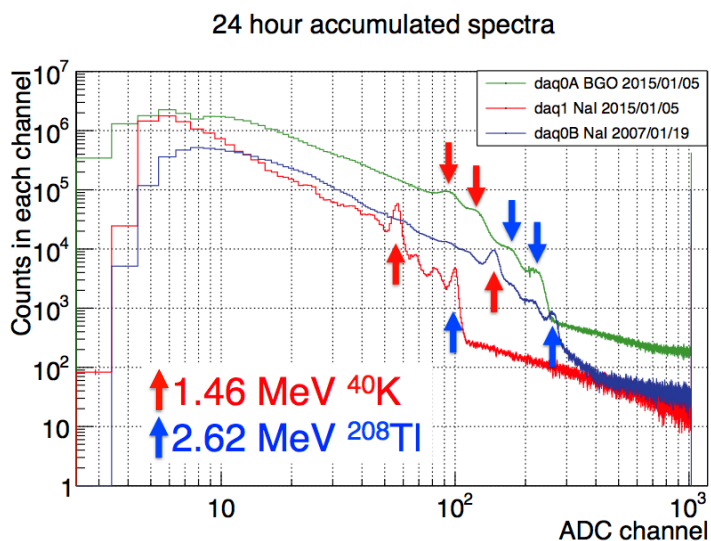


図 4.6.: 降水のない日の24時間にわたって積算した3つの検出器のADC空間におけるスペクトル。緑はdaq0A、青はdaq0B、赤はdaq1。ゲインはまちまちだが、共通する構造として2本(daq0Aではライン分裂のため4本)のラインが顕著である。

分時間のスペクトルを重ねて示した。先ほど示したラインの他にも、図4.7で矢印A, B, D, Eで示したように目立つラインが増えている。これらはRn washoutに起因し、それぞれ $^{214}\text{Bi}$ 由来の609 keV, 1.12 MeV, 1.76 MeV, 2.20 MeVラインである。

## 4.2. エネルギーキャリブレーション

### 4.2.1. キャリブレーションの具体的方法

ここまでに論じたスペクトルの構造により、いくつかのラインの由来と、そのエネルギー値を特定した。これらのラインの中心ADC値を求め、既知であるラインのエネルギーと対応付けて内挿することで、ADC値とエネルギーの対応関係を決める。これをエネルギーキャリブレーションと呼ぶ。用いるラインは観測期間を通して強度がほぼ一定に保たれる $^{40}\text{K}$ 由来の1.46 MeVラインと $^{208}\text{Tl}$ 由来の2.62 MeVラインの2本とした。パワーローとガウシアンをモデルとして仮定してスペクトルフィットを実行し、2つのラインのセンターADC値を求めた例を4.8に示した。

こうして求めたラインセンターのADC値とエネルギーを縦横に取って、ADC vs  $E$ の図4.9(上)を作り、上で選んだ2点を通る直線(赤)を求めることで、ラインのエネルギーと対応づける。このときの傾きを「ゲイン」、切片を「オフセット」と呼ぶ。この直線は、 $E(\text{ADC})$ となる関数である。

エネルギーとADC値の対応関係が線形性をもつか確認するため、ある雨天時のスペクトルを使って、Rn washout発生時に生じる他のライン

## 4.2. エネルギーキャリブレーション

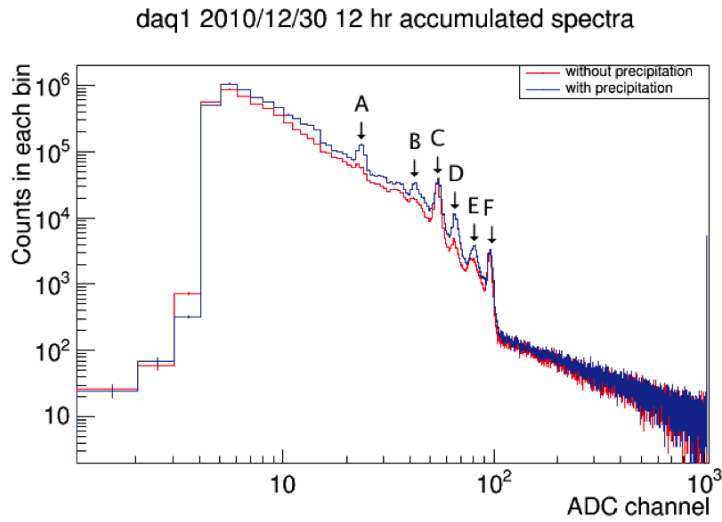


図 4.7.: 図4.2のときのdaq1の降水あり(青)・降水なし(赤)の時間帯のスペクトル。主要なラインを矢印で示した。C, Fはライン強度がほとんど変動していない。図4.6でも説明したとおり降水とは無関係なラインであり、それぞれ $^{40}\text{K}$ 由来の1.46 MeVライン、 $^{208}\text{Tl}$ 由来の2.62 MeVラインである。A, B, D, Eは降水に伴うRn washout起源のラインである。

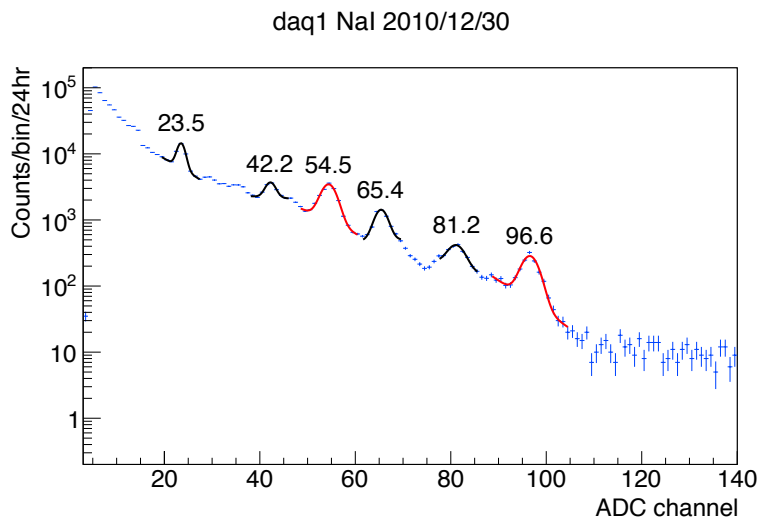


図 4.8.: daq1(NaI)の雨天時のスペクトルに対し、キャリブレーションに用いる1.46 MeVおよび2.62 MeVライン(赤)と、キャリブレーションの線形性評価に用いる609 keV, 1.12 MeV, 1.77 MeV, 2.20 MeVライン(黒)をパワーローとガウシアンとの和でフィットし、ラインセンターにおけるADC値を示した。

#### 4. GROWTH観測のまとめ

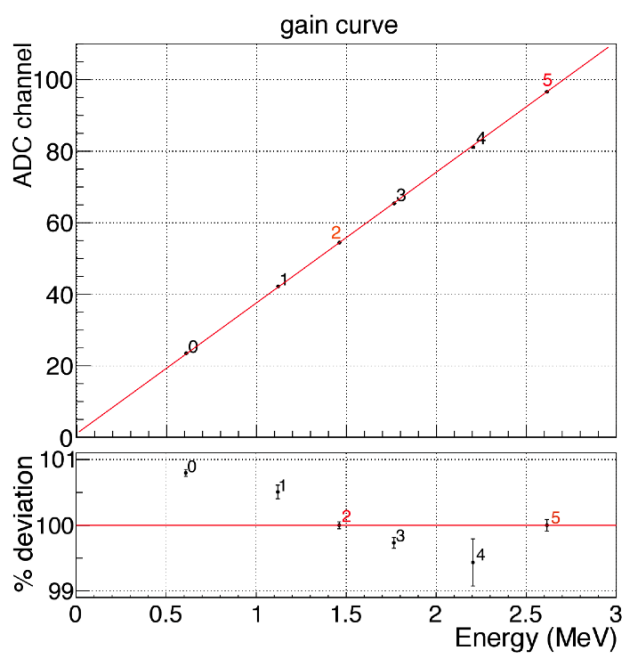


図 4.9.: 上: 図4.8に示した方法でフィットした1.46 MeV (点2)と2.62 MeV (点5)の2点を通るエネルギーキャリブレーション関数を表す直線(赤)の例。下: エネルギーキャリブレーション関数に対して、様々なラインセンターがもつ相対的な残差(%)。ずれは1%以内で、よい線形性が成り立っている。

について図4.8(黒)に示したようにフィットを行ってセンター値を求め、図4.9(上)に示した直線からの残差を図4.9(下)に示した。これによれば、直線からのずれ(系統的なエネルギー不定性)は最大でも1%であり、オフセットが非ゼロであることを別にすれば、0.5 – 3 MeVでよい線形性が成り立っており、任意のエネルギーで使用できる。

#### 4.2.2. ゲインとオフセットの時間変動と不定性

ゲインとオフセットは、気温の変化をうけて日変動・季節変動する。いずれの検出器も外気温から積極的に熱絶縁されていないため、ほぼ直接外気温の影響を拾う。ゲインの変動の典型的な要因としてシンチレータの発光量や高圧電源出力の温度依存性が存在し、特にBGOシンチレータを用いているdaq0Aのゲインは、発光量の温度依存性 1%/1°C により顕著に変動する。他方、オフセットはシンチレータの発光量オフセットやADC直前のアンプ回路に由来し、一般にその温度変化は小さい。これらの変動の影響を理解し、どの程度の補正が必要となるか判断するため、daq0Aとdaq1については2014年度の全期間、daq0Bについては2007年度の全期間のデータを用いて、ゲインとオフセットの安定性を確認した。

日変動の例として、daq1において4日にわたる1時間ごとのゲインとオフセットおよびカウントレートの変動を図4.10に示した。ゲインに1日周期の振動が見られ、日中の高温のときにゲインが10–15%ほど下がっている。後半の2日間でふれ幅が小さくなっているのは悪天候が原因であり<sup>3</sup>、対応する時間帯のLC上には降雨を示す線量の増大が見えていることが確認できる。数時間スケールで10%程度のゲイン変動が見られるため、以降の解析ではキャリブレーションを1時間ごとに行うこととする。オフセットはあまり変動していないが、Rn washoutがあるとき、0.5 chほど下がる傾向がある。これは、降雨時に現れたラインが2.62 MeVライン周辺の連続成分を歪めたことが原因の系統誤差と考えられる。降雨がないときには、図4.10(中段)から読み取れるとおり、オフセット変動はゲイン変動、すなわち温度変動とほとんど無関係に変動することも分かる。

季節変動の例として、2014年度の全期間(2014年10月16日から2015年5月8日まで)にわたるdaq1のゲインとオフセットの変動をそれぞれ図4.11の上段・中段に示した。気温の季節変動が重畳することにより、日変動よりも大きい20%程度のゲイン変動が見られる。また、観測から60日目の近傍ではオフセットの変動が大きくなり、最大で2 chに達している。オフセットのゆらぎが大きくなっている箇所ではカウントレートが増大していることから、その理由が先ほど論じたようにRn washoutであることが確認できる。

以上で議論したとおり降雨時のオフセット変動はrealなものでなく、除去することが望ましい。そこで、daq1については季節を通してオフセットの値を1.5 chに固定し、1.46 MeVラインのみを用いてゲインを決定することにした。値の決定方法については付録Cで説明する。このキャリブレーションにより、3 MeVにおけるエネルギー不定性は1%以下となる。

<sup>3</sup>一般に、悪天候の前には全天が雲で覆われており、夜間の放射冷却による明け方の温度低下が小さくなるため、日較差が小さくなることが知られている。

#### 4. GROWTH観測のまとめ

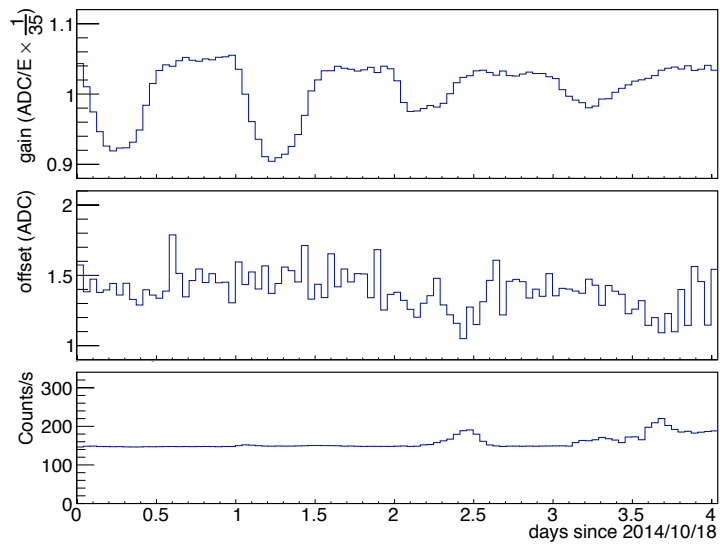


図 4.10.: daq1(NaI)における2014年10月18日 9:00から2014年10月22日 9:00(日本時間)までの4日間にわたる1時間ごとのゲイン(上段)・オフセット(中段)・カウントレート(下段)の変動。

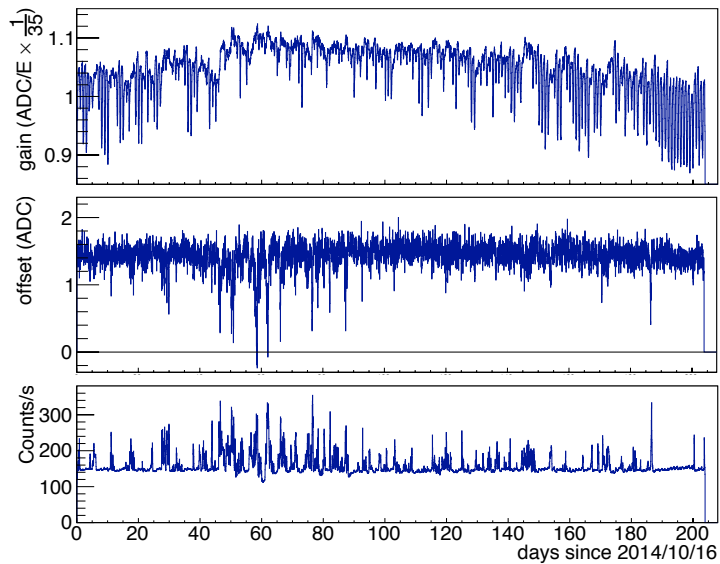


図 4.11.: 図4.10と同様にdaq1のゲイン・オフセット・カウントレートを2014年度の全期間について示した。

### 4.3. イベントの検出とリストアップ

daq0Aでは分解能が低いため、Rn washout発生時には1.46 MeVラインが連続成分に埋もれてしまい、フィットが難しい。一方で、2.62 MeVはRn washoutの影響を受けにくく、図4.12に示すように正常にフィッティングできるため、daq1とは異なり2.62 MeVラインのみを用い、オフセットを固定することでキャリブレーションを行った。オフセットの値はあらかじめ晴天時のみのデータに基づき、-6 chに決定した。このキャリブレーションにより、3 MeVでの不定性は1%以下となる。

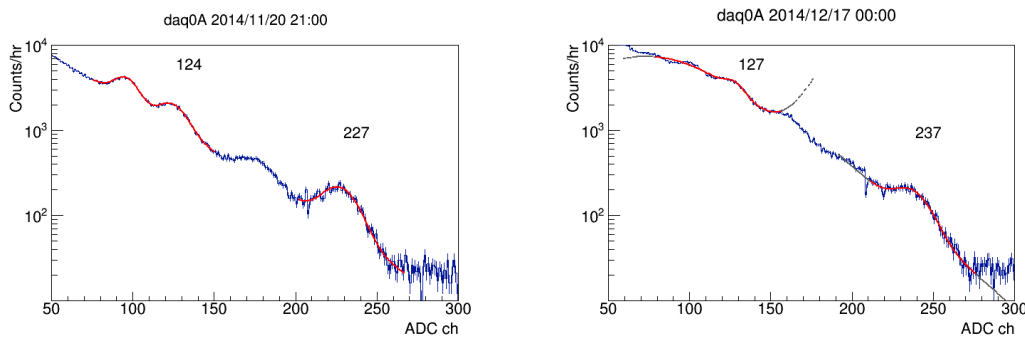


図 4.12.: BGO0(daq0Aのシールドシンチレータ)のスペクトルを青線で示した。赤と灰色の線はパワーローとガウシアンとの和によるフィット結果で、数字はガウシアンセンターADC値である。左と右はそれぞれ、降水がないときと、Rn washout存在時のフィット結果を表している。Rn washoutが存在する右の例では約127 ch付近にある1.46 MeV輝線が不明瞭であり、灰色のフィット曲線が右端で跳ね上がり、フィットに失敗している。BGO0では、シンチレータの形状によりひとつのラインが2つに分裂するため、ダブルガウシアンによってフィットしている点に留意されたい。

こうして決定したdaq0Aのゲイン変動を図4.13に示した。ゲイン変動の振幅はdaq1よりやや大きく25%ほど変動しており、シンチレータの温度依存性が影響したためと考えられる。

## 4.3. イベントの検出とリストアップ

### 4.3.1. S/N比の最適化

図4.7に示したスペクトルでは、輝線構造が見られるのはFと示した輝線の左側のみである。この輝線Fは $^{208}\text{Tl}$ 由来の2.62 MeV輝線で、屋外に定在する放射性核種のうちで最大のエネルギーを持つことが知られている。従って、Rn washoutの影響は3 MeV以上の帯域に及ばない。一方、雷雲からのガンマ線信号は経験上3 MeV以上のガンマ線を有意に含む。そこで3 MeV以上の帯域のLC(以降3 MeV LC)を用いてイベント検出を行うこととした。

#### 4. GROWTH観測のまとめ

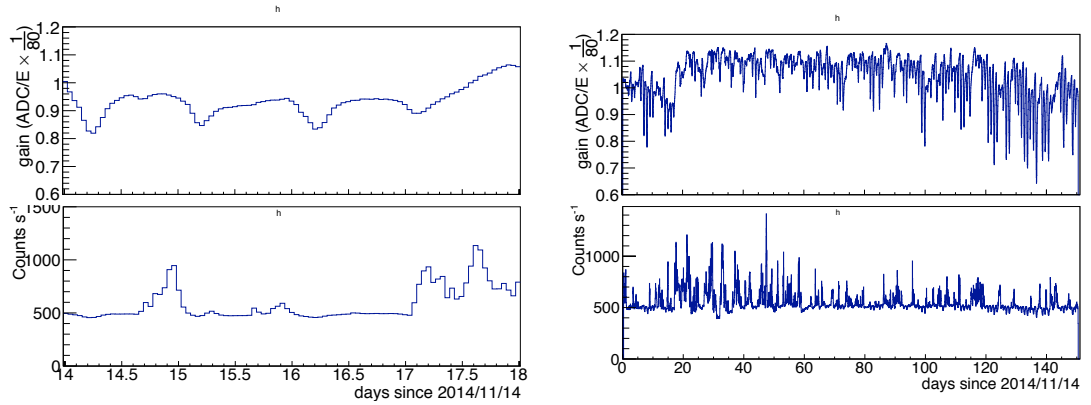


図 4.13.: daq0A(BGO)による2014年11月28日 9:00から2014年12月2日 9:00(日本時間)までの4日間(左)と2014年度全期間(右)にわたる1時間ごとのゲイン(上段)・カウントレート(下段)の変動。

図4.14に3 MeV LCの例を示す。BGDの変動が消えており、なおかつイベントは残り、BGD強度に対してイベントの相対的な明るさが増加していることが分かる。

先ほど述べた1時間ごとのゲインとオフセットを用いて、daq0Aの3 MeVに相当するADC値を求めた。2014年度の5ヶ月間にわたる全データに対し、このADC値を上回るエネルギーのヒット回数を100秒ごとにビンに詰めたものが図4.15である。

降雨の影響がほとんどなくなり、定常成分が5%程度しか変動しなくなったことがわかる。わずかに見られるBGDのカウントレート変動はタイムスケールが数十時間程度と長く、主に宇宙線そのものの増減を反映していると考えられる。本論文では、これを除去することでイベント検出の確実性を増やす方針を取る。

#### 4.3.2. 「イベント検出」の定義と探査の最適化

イベント検出を定量化するため、3 MeV LCの統計ゆらぎに基いて、 $i$ 番目のビンのもつ「検出有意度 $\sigma_i$ 」を定義し、これがある閾値を上回ることを「検出」と呼ぶことにする。 $i$ 番目のビンに含まれる光子数を $N_i$ とし、そのうちBGDを $B_i$ とすると、光子数 $N_i$ に伴う統計誤差 $\delta N_i$ は $\sqrt{N_i}$ で与えられる。BGDの系統的な不定性 $\delta B_i$ が無視できるように推定( $\delta N_i \gg \delta B_i$ )すれば、信号由来と見られる光子の数 $S_i$ は $S_i = N_i - B_i$ で与えられ、これに対する不定性は $\sqrt{N_i}$ となる。ここで $\sigma_i$ を

$$\sigma_i = \frac{S_i}{\sqrt{N_i}} = \frac{S_i}{\sqrt{S_i + B_i}} \quad (4.2)$$



### 4.3. イベントの検出とリストアップ

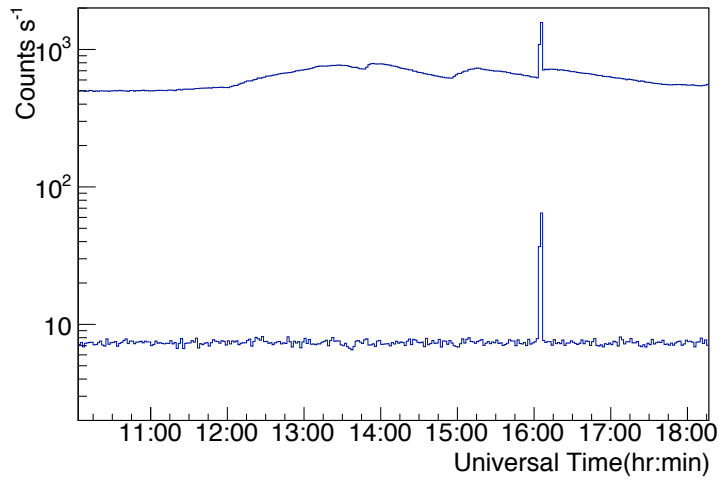


図 4.14.: 2015年01月24日のdaq0Aによる24時間にわたるLC。上のLCが全エネルギー帯域のLCで、下が3 MeV以上の帯域におけるLC。S/N比が向上している。

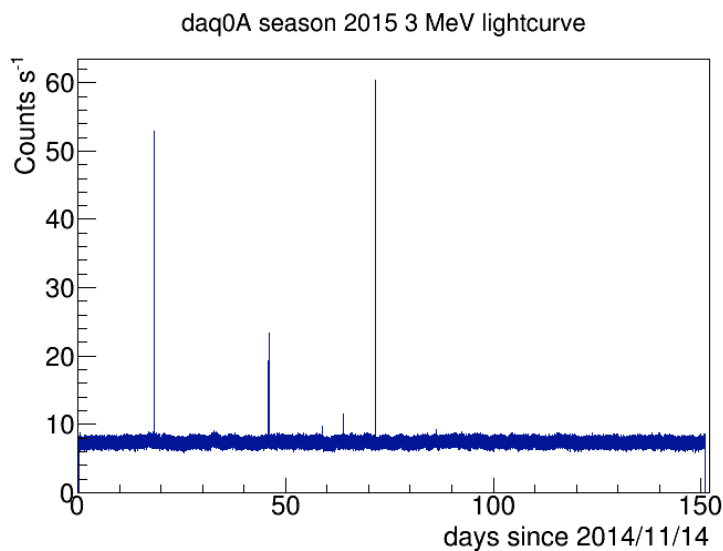


図 4.15.: 2014年度の全3MeV LC。横軸は2014年11月14日からの経過日数。

#### 4. GROWTH観測のまとめ

と定める。イベントカウントレートを $R_E(t)$ 、BGDカウントレート(ほぼ一定)を $R_B$ とすると、ビン幅 $\Delta T = T_{i+1} - T_i$ は自由に選べて、

$$B_i = \int_{T_i}^{T_i+\Delta T} dt R_B = R_B \Delta T \quad (4.3)$$

$$S_i = \int_{T_i}^{T_i+\Delta T} dt R_E(t) \quad (4.4)$$

が成り立つから式4.2は

$$\sigma_i = \frac{\int_{T_i}^{T_i+\Delta T} dt R_E}{\sqrt{\int_{T_i}^{T_i+\Delta T} dt R_E + R_B \Delta T}} \quad (4.5)$$

と変形できる。

イベントを効率よく検出するためには、 $\sigma_i$ を最大化するビン幅を選択することが適切で、 $\Delta T$ をイベントのLCがちょうどすっぽり入る程度の長さにとればこの要求は満たされる<sup>4</sup>。そこで雷雲ガンマ線の継続時間を大まかに見積もるため、まず目で見て明らかにイベント(ロングバースト)であるものをリストアップして幅を目測したところ、最も長いもので100秒程度であった。そこで、本論文ではこの値を検出用ビン幅に採用した。

ビン幅を100秒に設定した3 MeV LCが先ほど示した図4.15である。BGD( $B_i$ )が数ヶ月のスケールでほぼ一定であることが読み取れるが、LCをy軸に射影することでカウントレートの分布を見ると、その幅は平均カウントレートのポアソン誤差である $\sqrt{B_i}$ よりも10%程度大きいことが分かった。つまり、厳密には微小に変動している。この変動をBGDの推測値として取り込むため、353QH twice法 [32]として知られているスムージングフィルタ(以降353QH)をかけてLCをスムーズすることにした。

353QHはメディアンフィルタをベースとしたローパスフィルタの一種である。そのカットオフの周波数特性は急峻ではなく、多数回実行することにより、次第にヒストグラムをフラットな形に近づける性質をもつ。イベント自体の影響を取り除くにはかなりの回数( $\sim 10^4$ 回以上)実行しなければならない、計算にやや時間がかかる。そこで、最適なスムージング回数を知るため、データの一部に対して $10^6$ 回までスキャンを行った。その結果、スムーズされた3 MeV LC(BGDの推定LCに相当)に対する元のLCのばらつきがポアソン分布に充分近くなり、計算時間も現実的となるのは $10^5$ 回のときで、分布の幅はポアソン分布だった場合に期待される値の99%という妥当な値となった。詳細は付録Dで述べる。

こうして推定したBGDのイベント周辺におけるLCの例を図4.16に示す。イベントが生じている時刻においても、周辺のビンとほぼ同じ程度のBGDが推定されている。

<sup>4</sup>仮に $\Delta T$ をイベントの幅よりはるかに大きく取ると、BGD起因の信号 $B_i$ にイベント由来の信号 $S_i$ が埋もれ、反対に、はるかに小さく取れば $S_i$ そのものが小さくなっていずれも優位度が下がる。従って、 $\Delta T$ はイベントのLCの幅と同程度でなければならない。

### 4.3. イベントの検出とリストアップ

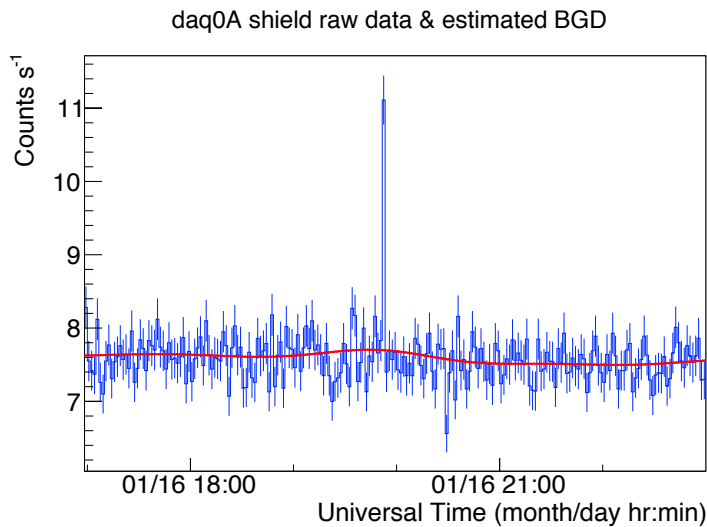


図 4.16.: イベントを含む実データの3 MeV LC (青)と、推定されたBGDのLC (赤)の例。

#### 4.3.3. 2014年度のdaq0Aイベント抽出

daq0Aの2014年度の全データに対し、前節で述べた推定BGDをもとに、各ビンの検出有意度 $\sigma_i$ を求めた結果が図4.17である。図4.18はこのヒストグラムをy軸に射影して得たもので、BGDの統計ゆらぎに相当すると考えられる成分の分布に相当する。その幅はポアソン分布として期待される幅 $\sqrt{B}$ の約99%となり、よく一致した。このとき、ポアソン分布からずれている「外れ値」がイベントに相当する。

こうして得られたデータに閾値を設定してイベント検出を行うため、外れ値に対して感度をもつ「有意度分布の上側積分」を今回のデータに対して描いたものが図4.19である。縦軸は「検出回数」の次元をもち、2014年のデータに対してある閾値を設定した場合、いくつのbinが引っかかるかを示している。実データ(赤線)とBGDのカウントレートから予想されるポアソン分布(青線)は途中までほぼ一致しており、実データでは $\sigma > 4$ の領域でイベントに起因する別の分布が優勢となっていることが分かる。おおまかに、2つの分布が切り替わって折れ曲がっている場所の有意度 $\sim 4$ がイベント抽出の閾値 $\sigma_{th}$ の候補である。

一方、 $\sigma_{th} = 4$ では、ポアソン分布に従うBGDでも、ある確率でイベントと誤判定される。図4.19の青い線によれば、純粋に統計ゆらぎのみのデータの場合、 $\sigma_{th} = 4$ とすると誤検出の回数が4回と読み取ることができ、誤検出の回数を1回に満たない水準にまで下げるには $\sigma_{th}$ を4.5以上に高めればよいことが分かる。

こうしてしきい値を高く設定すると、今度はイベントであるにも関わらず、統計ゆらぎとみなされ捨てられるイベントが生じる。 $\sigma = 4-5$ のあたりで誤検出と検出損失が混じり合うため、実際にどちらなのか生のLCを目で見て決めることにする。

#### 4. GROWTH観測のまとめ

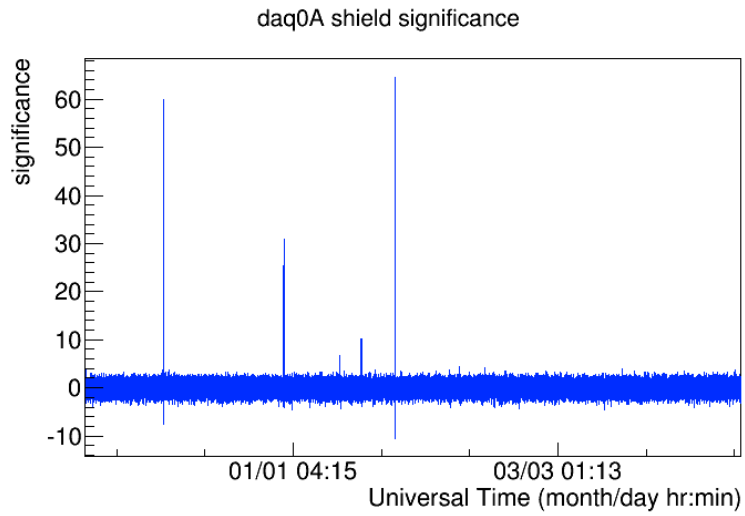


図 4.17.: 2014年度全データの有意度の時間変動。

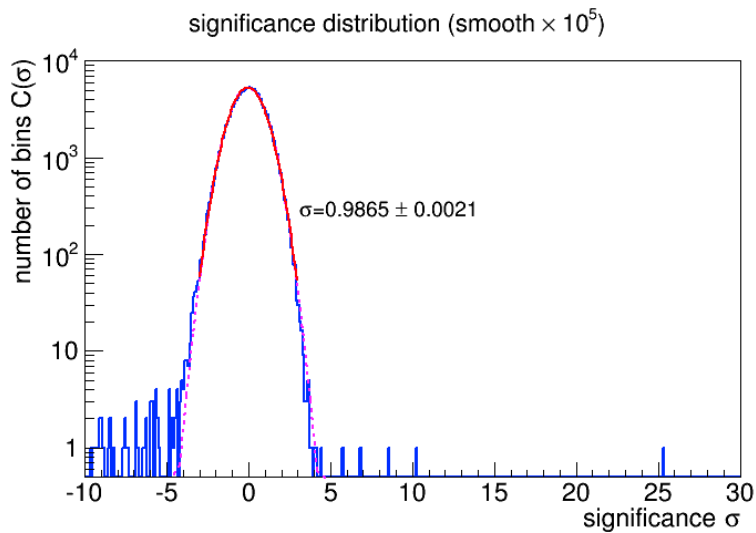


図 4.18.: 有意度分布(青)とそのガウスフィット(赤)。図4.17をy軸に射影して得た。フィットは赤実線の領域で行った。ほぼ $3\sigma$ までよく一致している。 $\sigma > 25$ を満たす外れ値が存在することが読み取れる。こうしたものがイベント候補である。

### 4.3. イベントの検出とリストアップ

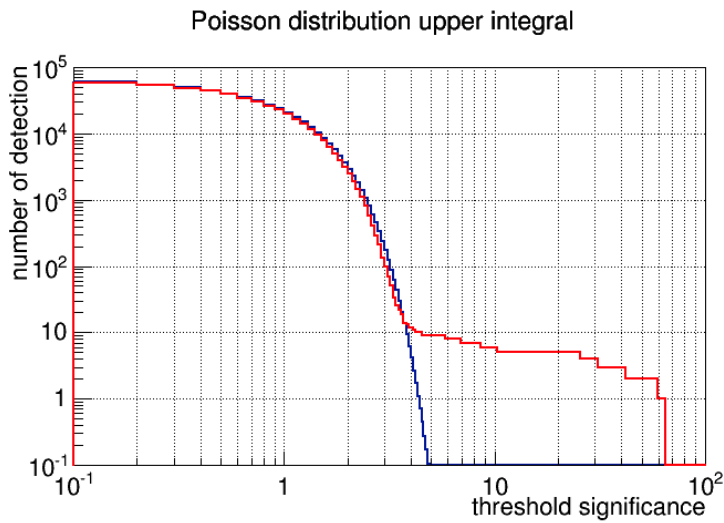


図 4.19.: 有意度分布の上側積分。赤線は実データ。青線は実データと等規模の統計ゆらぎ(ポアソン分布)のみのデータを仮定した場合。

表4.1に $\sigma_i > 4$ を満たす「イベント候補」をリストアップした。  $6.8\sigma$ 以上の全ての候補は明確にイベントであり、Rn washoutと同期するとともに、2-3ビンにわたって連続して高い有意度が保たれていた。一方、 $4.0 < \sigma_i < 4.4$ の候補はいずれもこれらの特徴を満たすことはなく、統計ゆらぎであることが否定出来ない形状であった。その個数は3個であり、先ほど予言したfakeの回数である4個と矛盾しない。これにより、 $\sigma_{th} > 6$ を要求すれば、精度よく雷雲ガンマ線イベントを同定できると結論した。

表 4.1.: daq0Aの2014年度ロングバーストの候補リスト。

世界標準時	有意度	目視確認結果
2014/12/02 08:24:10	59.8983	
2014/12/29 21:54:10	25.325	
2014/12/29 23:52:30	30.9642	
2014/12/30 00:35:50	8.51647	
2015/01/11 18:54:10	6.81334	
2015/01/16 19:52:30	10.2368	
2015/01/24 16:05:50	64.4833	
2015/02/08 06:22:30	4.43787	イベントでない
2015/02/14 08:22:30	4.13655	イベントでない
2015/03/17 17:44:10	4.00944	イベントでない

#### 4. GROWTH観測のまとめ

以上で述べた機械的な検出に先立って、daq0Aの2014年度の全LCに対して目視によるイベント抽出が完了している<sup>5</sup>。その結果を、表4.1に示した候補のうち実際にイベントであると判定したものと比較すると完全に一致するため、目視によるイベント抽出は $\sigma_{th} > 6$ という条件を設定したこととほぼ等価であると考えられる。

#### 4.3.4. ショートバーストの検出

図4.20に2014年度に観測された全ショートバーストを示す。これらについて本論文では詳細に考察しないが、雷に起因する放射現象であり、その1秒未満の継続時間自体が興味深いため、ここでその検出について述べる。ショートバーストは落雷または雲放電に同期して、1秒以内に極めて高いカウントレートでガンマ線が到来する現象であり、bin幅が1秒のLCを生成して探査することにした。3 MeV LCを用いた場合、ガンマ線の量が顕著に減ってしまいかえって検出が難しくなるため、全帯域(約50 keV以上)のLCを用いて目視により検出することとした。2014年度の全データについて検索したところ得られたイベントは2つしかなく、表4.2のようになった。図4.20に示したように、いずれの変動も突然立ち上がり、指数関数的に減衰する様子を示していた。一方、イベントどうしで減衰時定数は異なっていた。

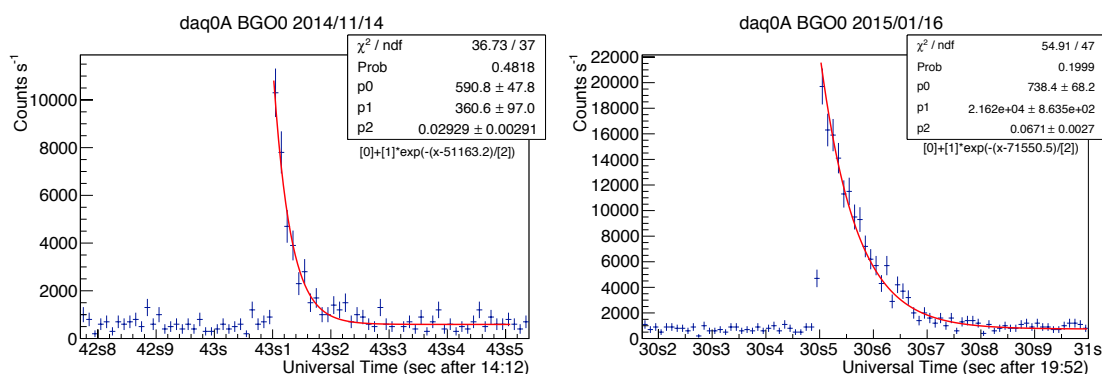


図 4.20.: 2014年度にdaq0Aで検出した全ショートバーストのLC。細かい継続時間を見るため、bin幅は10 msとし、左右とも横軸のレンジは0.8 sとした。赤線は指数関数によるフィット結果。横軸のsは少数点を示す。

<sup>5</sup>2014年11月に検出器を設置して以来、基本的に毎日ライトカーブを目視でチェックし、イベントが受かっていないかどうか調べていた。この作業は4.3.4項で述べるショートバースト検出を兼ねており、具体的には、まず1秒ライトカーブでチェックし、binまとめしてからまたチェックすることを繰り返した。通信が途絶した期間については、データが得られ次第同様の作業を実行した。

### 4.3. イベントの検出とリストアップ

表 4.2.: daq0Aの2014年度におけるショートバーストのリスト。

世界標準時	ピーク光度(cps)	減衰時定数(ms)
2014/11/14 14:12:43	~ 10000	29 ± 3
2015/01/16 19:52:30	~ 20000	67 ± 3

#### 4.3.5. daq0A以外のイベント

daq1とdaq0Bについては、これまで2006年度から全ての3 MeV LCについてGROWTHチームの目視によってイベントが抽出されている。多くのデータ欠損を含む膨大なデータを機械的にスクリーニングすることは作業量が多く、かつ本論文では感度限界近傍の暗いイベントには注目しないため、この目視リストをそのまま採用することとした。なお、このリストは典型的な継続時間が大きく異なることに基づいたロングバースト(L)・ショートバースト(S)の分類を含む。

#### 4.3.6. 統合イベントリスト

以上の解析により得られた全イベントを統合して表4.3にまとめ、イベント名を付けた。2つの検出器で100秒以内に検出されたものは単一のイベントとみなし、まとめた。ロングバーストの発生時刻は、ビン幅100秒のLCを用いてイベントが検知された時刻を示した。そのため、これらの時刻は必ずしもイベント発生時刻の中心ではなく、以降の解析により、さらに高い精度で決定することができる。



#### 4. GROWTH観測のまとめ

表 4.3.: 2006–2014年度全イベントリスト。

イベント名	検出器	世界標準時	種別
20070106	daq0B	2007/01/06 21:43:30	L
20071213	daq0B	2007/12/13 16:00:10	L
20081223	daq0B	2008/12/23 05:47:38	S
20081225	daq0B	2008/12/25 09:28:40	L
20090112	daq0B	2009/01/12 20:29:49	S
20090125	daq0B	2009/01/25 13:33:00	L
20090211	daq0B	2009/02/11 10:40:00	L
20101230	daq0B	2010/12/30 13:34:50	L
	daq1	2010/12/30 13:35:30	L
20110125	daq0B	2011/01/25 17:01:30	L
	daq1	2011/01/25 17:01:00	L
20120113a	daq1	2012/01/13 00:27:00	L
20120113b	daq1	2012/01/13 03:52:43	S
20121209c	daq1	2012/12/09 04:29:30	S
20141114	daq1	2014/11/14 14:12:43	S
	daq0A	2014/11/14 14:12:43	S
20141202	daq1	2014/12/02 08:23:30	L
	daq0A	2014/12/02 08:24:00	L
20141229a	daq0A	2014/12/29 21:54:00	L
20141229b	daq1	2014/12/29 23:52:00	L
	daq0A	2014/12/29 23:52:30	L
20141230a	daq0A	2014/12/30 00:35:30	L
20150111	daq0A	2015/01/11 18:54:20	L
20150116b	daq1	2015/01/16 19:52:30	S
	daq0A	2015/01/16 19:52:30	S
20150124	daq1	2015/01/24 16:05:00	L
	daq0A	2015/01/24 16:05:00	L

## 5. GROWTHイベントの解析

本章では、第4章で示した全イベントに対し、3つのアプローチを用いてその特徴を抽出する。まず、2014年度の観測で検出された2つの明るいイベントでテンプレートとなる解析を行い、その手法を応用することで全てのイベントを共通な基準で比較する。

### 5.1. 大統計イベントの解析(1)

表4.3に示したうち20141202と20150124の2つのイベントは過去10年のGROWTHイベントの中で異例に明るく、daq0A、daq1、MPすべての検出器で観測され、LCの細かい形状やスペクトルについて定量的な議論を行うに足る統計がある。そこで本節では、まず20141202の詳細解析の結果を示す。

#### 5.1.1. 放射の継続時間

イベント20141202のdaq0Aとdaq1の3 MeV LCをそれぞれ赤と青で図5.1に示した。daq0Aはdaq1の6倍以上光子数が多く、また30秒ほど遅れて極大を迎えていることが読み取れる。一方、左右対称なつりがね状である点は共通している。その幅を比較するため、ガウシアン+1次関数によるフィットを実行した。ここで1次関数はバックグラウンドに相当する成分として仮定した。フィットの結果を図5.1に黒で表示するとともに、パラメータを表5.1にまとめた。以降に同様の解析を行う際には、Rn washoutの影響を避けるために原則として3 MeV LCを用いることとする。

FWHMで代表される継続時間は両者で10%程度の差しかない。従来から指摘されているように、この変動のタイムスケールが風速による雷雲の移動を表している [27]ののだとしたら、ここで決定した継続時間は、風速を介して、放射が到達している領域(以下、照射域)のサイズを表し、ピークの時間差はその移動の様子を表していることになる。

表 5.1.: 20141202のdaq1,daq0Aにおけるイベントの諸元

検出器名	ピーク強度(cps)	ピーク時刻(時:分:秒)	FWHM(s)
daq1	23.9 ± 1.4	08:23:33.72 ± 0.46	25.29 ± 1.15
daq0A	151.3 ± 3.2	08:23:56.13 ± 0.20	27.88 ± 0.47

\*ガウシアン+1次関数によるフィット結果のうち、ガウシアンのパラメータのみを示した。

## 5. GROWTHイベントの解析

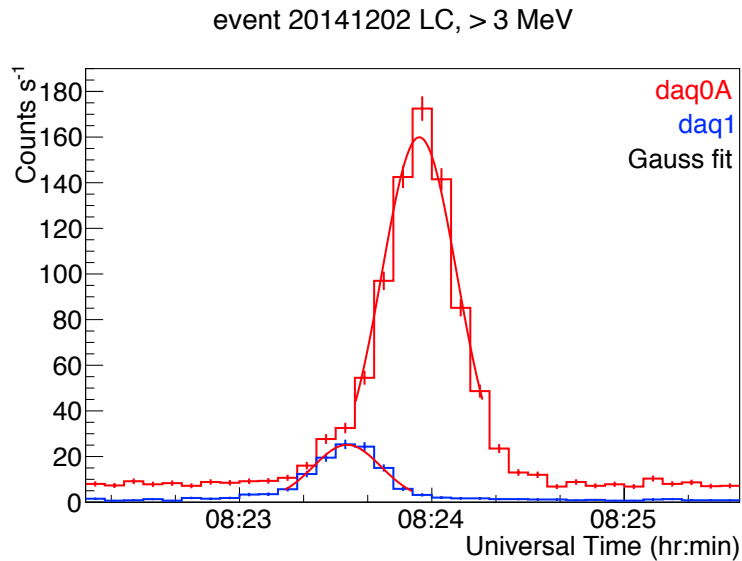


図 5.1.: daq0Aとdaq1の3 MeV以上の帯域におけるLC。ビン幅は6秒で示した。

### 5.1.2. 気象レーダーによる風速推定

原発では地上風を測定しているが、高度によって風速は異なるため、雷雲そのものの移動速度とは異なる。そこで、気象庁が公開している気象レーダーのデータを利用し、降水分布の移動から風速を推定する。データは京都大学生存圏研究所による「生存圏データベース<sup>1</sup>」からバイナリ形式でダウンロードし、デコードソフトウェア<sup>2</sup>を用いて描画している。この解析の様子を図5.2に示す。気象レーダーは降水量を10分おきに観測している。降水量が増大して赤くなっている箇所が大まかに雷雲の位置に対応し、ロングバースト発生前の図5.2左では検出器群の西方にあった雷雲が、発生後の図5.2右では東方に移動している。これは、雷雲からガンマ線が到来するという描像とよく一致する。ロングバースト前後の降水量のピーク位置の移動距離を、画像の更新間隔である10分で割って風速を得た。その結果、表5.2に示す風速と風向を得た。

### 5.1.3. MPによる風速推定

図5.1に示したように、daq1とdaq0Aではピーク時刻にずれがあった。そこで、照射域が形を変えずに風によって移動していたと仮定し、MPのデータ

<sup>1</sup>全国合成レーダーGPV:

<http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/arch/jmadata/synthetic-original.html>

<sup>2</sup>清水慎吾氏による「全国合成気象庁レーダ雨量(GRIB2形式)」:

<http://shimizus.hustle.ne.jp/wiki/wiki.cgi?page=%A5%EC%A1%BC%A5%C0%B4%D8%CF%A2%A5%E1%A5%E2>  
GrADS: <http://cola.gmu.edu/grads/>  
WGRIB2: <http://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/wesley/wgrib2/>

## 5.1. 大統計イベントの解析(1)

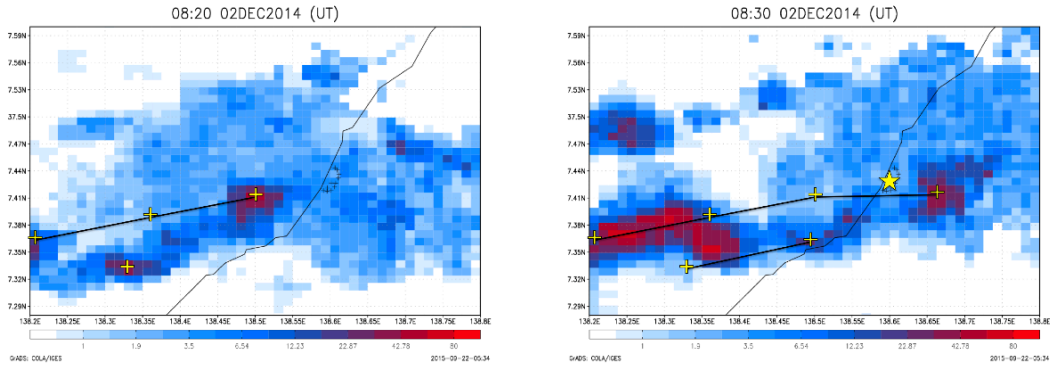


図 5.2.: ロングバースト発生前(左)と発生後(右)のレーダーエコー画像。検出器周辺の雷雲に対応すると考えられる降水量ピーク的位置を黄色十字で示した。さらに10分前、20分前の位置と軌跡を黒の線で示してある。イベントが検出された位置は右図中に黄色星印で示した。左図と比較して右図では放射をもたらした雷雲の群が東へ並進しているのが分かる。

表 5.2.: 20141202の気象レーダーによる風速

イベント名	風速 (m/s)	風向(方位)
20141202	$24.2 \pm 1.9^{*1}$	$88.2^\circ \pm 4^{*1}$

\*1: 誤差は、気象レーダーの位置精度~1 kmより導出した読み取り誤差。

\*2: 風向は、時計回りを正にとり、空気の進む方向を真北を0°、真東を90°、真南を180°、真西を270°と示す記法を用いた。

## 5. GROWTHイベントの解析

も用いてLCをガウスフィットし、ピーク時刻差から風速(速さと向き)を推定してみる。

MPの時間分解能は 30 sしかなく、イベントは2bin程度の広がりしかもたないため、FWHMの値をフリーパラメータとすると値が定まらない。そこでdaq0Aとdaq1ではFWHMにほとんど差がなかった(表5.1参照)事実に基づき、FWHMをdaq0Aで得られた 27.9 sに固定し、ピーク強度・ピーク時刻のみをフィットにより決定した。フィット結果の例を図5.3に、得られたパラメータを表5.3に示す。

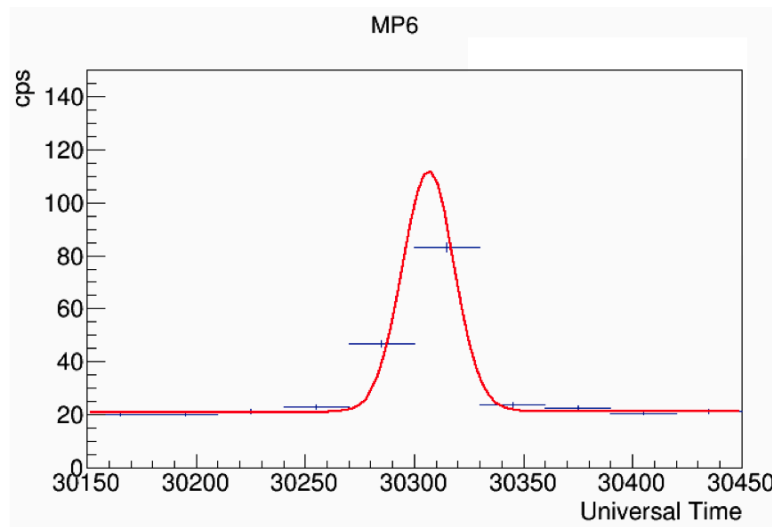


図 5.3.: MPのLC例。横軸の値はイベントが発生した2014年12月2日の0時0分0秒(UT)からの経過秒数。

検出器の位置 $x, y$ とピーク時刻 $t$ を $(x, y, t)$ 空間でプロットすると、例えば雷雲ガンマ線の照射域が雷雲を中心におおよそ軸対称な広がりをもっていれば、誤差の範囲で平面の上に載るはずである。MP1, 2, 3は信号が弱く $2\sigma$ でゼロコンシステントであり、ピーク位置の不定性が大きいため除外した上で、残る6点とdaq0A, daq1を3次元フィットした結果を図5.4に示した。おおむね平面によく載っていることが分かる。この面の傾きから風速と風向を求めると、 $22.6 \pm 1.0$  m/s, 方位 $93.0^\circ \pm 3.8^\circ$ と求まった。これは図5.4右下に示すとおり、レーダーエコーから求めた風速(24.2 m/s, 方位角 $88.2^\circ$ )とよく一致する。そこで以降では気象レーダーから求めた風速を信用のおける値として扱う。

以上の事実は、レーダーで見られた降水域が雷雲と対応し、その移動に相関してガンマ線照射域も移動していることを示している。また、MP9で最初に有意な信号が見えたのが8時23分30秒、MP4で最後に見えたのが8時26分00秒であることから、少なくとも150秒間にわたりガンマ線の照射が続いたことを示している。

## 5.1. 大統計イベントの解析(1)

表 5.3.: 20141202のMPにおけるピーク時刻とピーク強度。

検出器名	ピーク強度(count/s)	ピーク時刻(時:分:秒)	有効性*
MP1	$0.5 \pm 1.2$	08 : 25 : 20.0 $\pm$ 34	信号弱
MP2	$0.7 \pm 1.2$	08 : 25 : 29.3 $\pm$ 23	弱
MP3	$2.5 \pm 1.3$	08 : 24 : 54.6 $\pm$ 8.6	弱
MP4	$36.0 \pm 1.6$	08 : 25 : 25.3 $\pm$ 0.76	信号強
MP5	$101.4 \pm 2.3$	08 : 25 : 11.5 $\pm$ 0.49	強
MP6	$90.7 \pm 2.2$	08 : 25 : 06.7 $\pm$ 0.41	強
MP7	$12.8 \pm 1.4$	08 : 24 : 52.7 $\pm$ 2.2	強
MP8	$6.7 \pm 1.3$	08 : 24 : 28.6 $\pm$ 3.0	強
MP9	$8.8 \pm 1.4$	08 : 24 : 07.8 $\pm$ 3.4	強

\*: 信号の強度が $3\sigma$ 以上の時、「強」と定義した。

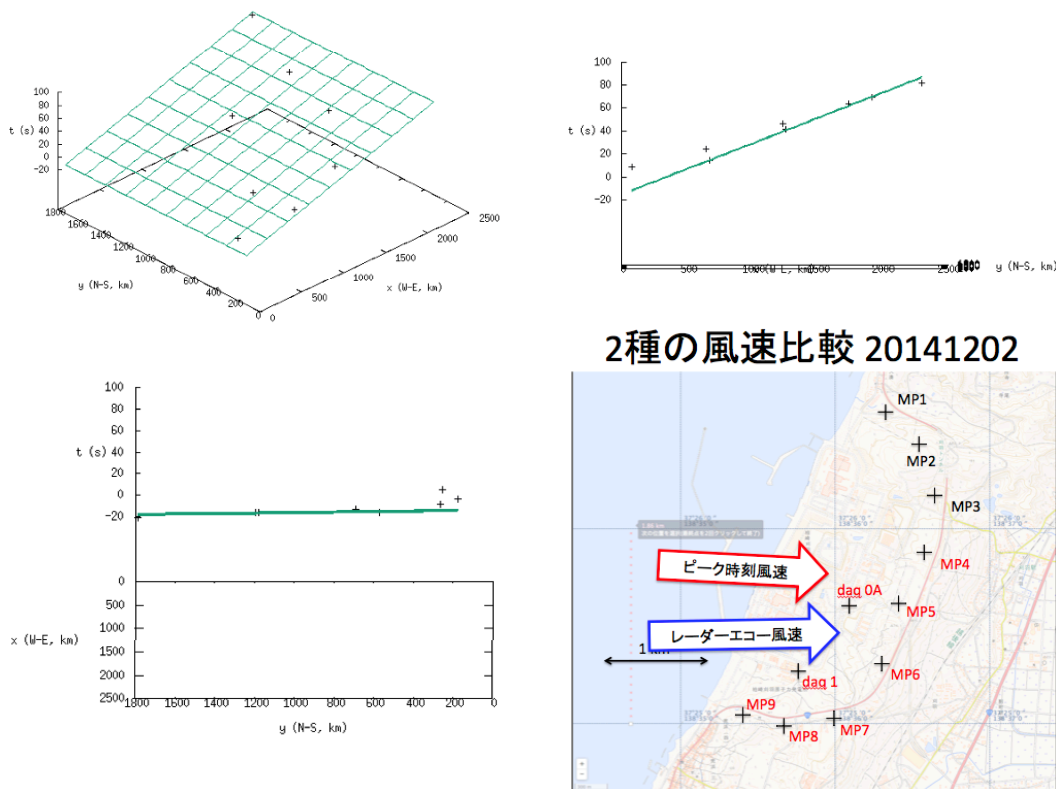


図 5.4.: 左上:  $(x, y, t)$  3次元空間に示したデータ点(+字)。右上: 南上方から見た際の断面。左下: 東下方から見た際の断面。右下: 真上から見た際の検出器の配置と、風向の比較。地図は国土地理院による。赤く示した検出器でのみイベントを検出した。

## 5. GROWTHイベントの解析

### 5.1.4. 照射域の東西南北の広がり

5.1.3項で daq0Aとdaq1の2つの3 MeV LC の形状はいずれもガウシアンによく似ており、高さだけが違った。そこでこれを一般化し、雷雲ガンマ線の照射分布を示す関数形として最も簡単な、速度 $\vec{v} = (v_x, 0)$ で移動する幅 $w_\sigma$ の2次元ガウシアン:

$$I(x, y) = I^* \exp\left(-\frac{(x - v_x t)^2 + y^2}{2w_\sigma^2}\right) \quad (5.1)$$

を仮定する。ただし、 $x$ を風速に平行な方向、 $y$ をそれに直交とする座標系を採用した。このとき幾何学的なサイズ $w_\sigma$ と速度 $v$ 、および継続時間 $\tau_\sigma$ には  $v \cdot \tau_\sigma = w_\sigma$  の関係が成り立つ。風速として気象レーダーによる値( $24.2 \pm 1.9$  m/s)を用いると、イベント20141202の照射域の風速に平行な軸に沿って測ったサイズ(以降、東西サイズ)は  $675 \pm 54$  m と決定できる。

一方、風速に直交する軸に沿って測ったサイズ(以降、南北サイズ)は各MPのピーク強度から見積もることができる。レーダーエコーで求めた風向に直交する直線上に各MPの位置を射影して横軸とし、表5.3に示したピーク強度を縦軸にプロットしたものが図5.5である。南北断面もガウシアンに似ており、そのFWHMは $966 \pm 29$  mと求まった。各MPのレートはおおむね10%よりも良い精度で空間線量を測る仕様であり、その系統誤差は無視できる(付録F参照)。

以上を総合すると、20141202の照射域の東西の広がりには約700 m、南北の広がりには約1,000 mとなり、南北に1.5倍程度長く、照射域の形は綺麗な円形ではないことが判明した。これは、本研究で初めて明確に示された観測結果であり、第6章でこれを詳しく考察する。

### 5.1.5. 到来角観測

次に、daq0Aの4つのBGOブロックで観測したLCを用いてガンマ線の平均到来方向が変動しているか検証した。図5.6に各シンチレータの3 MeV LCを示した。各々のBGOがやや小さいため統計が悪く、個々のLCでは差が見えづらい。そこで、南北・東西の2個ずつのシンチレータのカウント数を合計することで1ピンあたりのフォトン数を増やした結果を図5.7に示す。左が南と北の比較、右が東と西の比較である。daq0Aは $\sim 30^\circ$ 以上に傾いたガンマ線放射であればその傾きを検出できるが、東西、南北ともに $2\sigma$ 以上で有意な差は生じていない。従って、ガンマ線の平均到来角は天頂からおおむね $30^\circ$ 以内であったという結論が得られる。また、将来はさらに高い角度分解能をもつ検出器が望まれることが分かった。

### 5.1.6. スペクトル解析

図5.8はシールド部のデータを用いて、0.5–1 MeV(赤)、1–3 MeV(緑)、3 MeV以上(青)の三つの帯域におけるLCを重ねて描いたものである。イベント発生前後のガンマ線強度からバックグラウンドを推定して除去し、ガウシアン



5.1. 大統計イベントの解析(1)

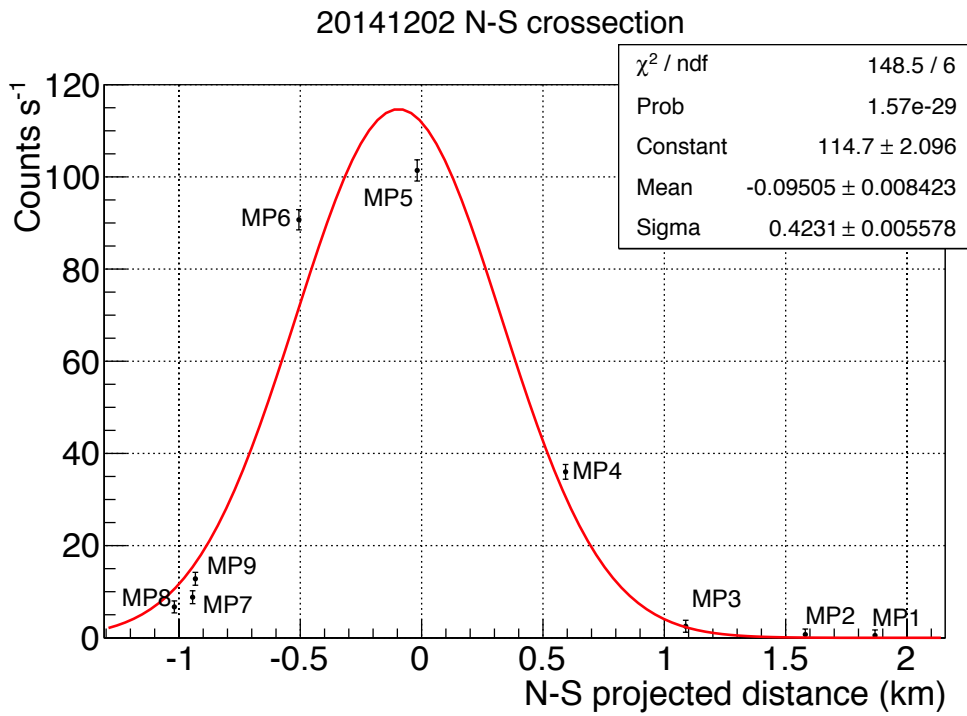


図 5.5.: 20141202の南北軸に沿った強度分布の断面。縦軸は表5.3に示した各検出器におけるLCのピークの高さである。横軸の原点はdaq0Aの位置とした。MPの応答関数が不明でdaq1, daq0Aと直接比較できないため、これらの検出器のデータは含めていない。赤の曲線はガウシアンによるフィットの結果。

## 5. GROWTHイベントの解析

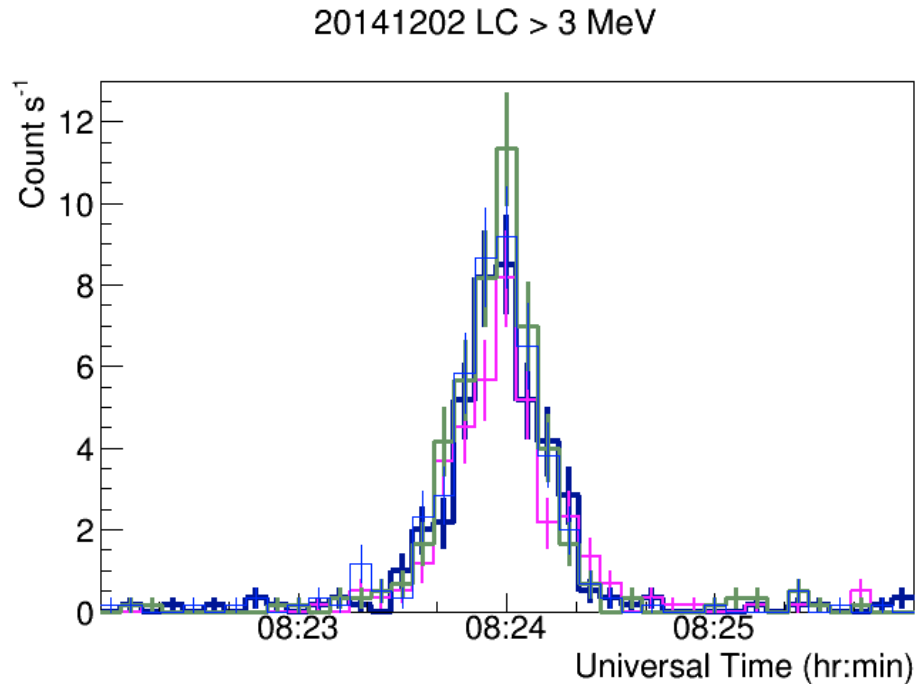


図 5.6.: 各BGOブロックに対してアクティブシールドを適用して影を生成したときの20141202のビン幅を6 sにとった3 MeV LC。色は図3.14に示したものと対応し、黒がP0(南西)、マゼンタがP1(北西)、緑がP2(南東)、青がP3(北東)のLC。

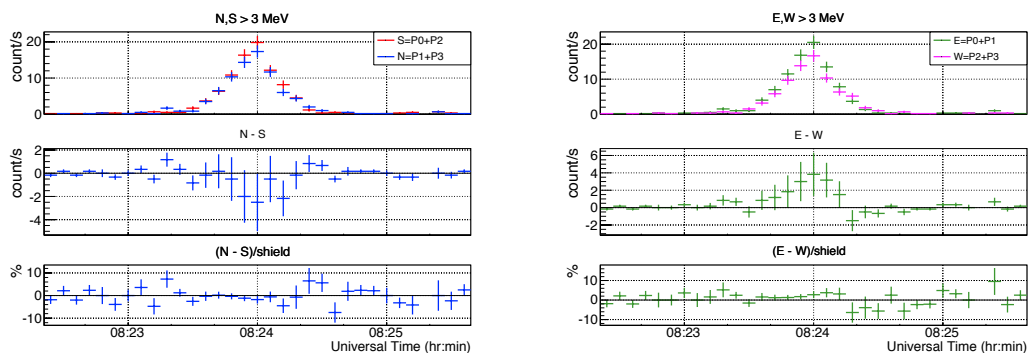


図 5.7.: 左図上段: daq0AのBGOシールド内のBGOブロックのうち、南2個(P0+P2)、北2個(P1+P3)の3 MeV LCをそれぞれ足し合わせたもの。左図中段: 上段の二つのLCの差(北のLCから南のLCを引いたもの)。左図下段: 中段のライトカーブの差をシールドのライトカーブで割ったもの。右図: 左に同じ。ただし東2個(P0+P1)と西2個(P2+P3)について。

## 5.1. 大統計イベントの解析(1)

で近似した際のピークの高さが1に揃うようにスケールした。イベント発生中のほとんどのビンで赤の帯域が青の帯域を上回っており、前者のピーク幅が少し広いことが読み取れる。また、各帯域におけるガウスフィットの結果を表5.4に示した。3 MeV以上の帯域ではイベントの継続時間が有意に短くなっていることが確認できる。これらの事実は、イベントの中心ではスペクトルが硬くなることを意味する。

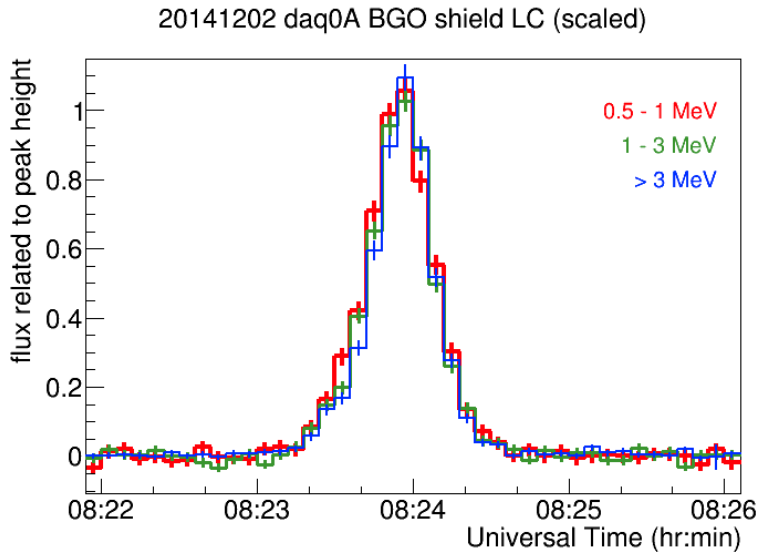


図 5.8.: 20141202の0.3–1 MeV(赤)、1–3 MeV(緑)、> 3 MeV(青)の帯域で描いたLC。

表 5.4.: 20141202の各帯域LCにおけるFWHM

帯域	ピーク強度(count/s)	ピーク時刻(時:分:秒)	FWHM(s)
0.5–1 MeV	$214.7 \pm 4.3$	$08 : 23 : 54.8 \pm 0.2$	$30.97 \pm 0.06$
1–3 MeV	$245.2 \pm 4.4$	$08 : 23 : 55.3 \pm 0.2$	$29.11 \pm 0.49$
> 3 MeV	$150.9 \pm 3.2$	$08 : 23 : 56.2 \pm 0.2$	$27.83 \pm 0.46$

この事実をスペクトル上で確認するため、イベントの発生時間帯を図5.9左上のように10 s幅で7つに切り分け、各時間帯のスペクトルをパワーローによりフィットして冪を求めた。その際、イベント発生手前のデータから求めたスペクトルをBGDとして差し引いた。フィットの対象とするエネルギー領域は、大気散乱の影響が弱まる500 keVから、スペクトル上

## 5. GROWTHイベントの解析

に見られる折れ曲がりが無視できる6 MeVまでとした。その例を図5.9右上に、各時間帯の全フォトン数と冪の相関を図5.9下に示した。冪の値は-1.8 - -1.4程度の間で変動し、明るいほどスペクトルが硬くなる様子が読み取れる。LCをここまで細かく分解して、明瞭な冪の変化を観測したのは初である。

### 5.2. 大統計イベントの解析(2)

前節で20141202に対して行った解析と同様の解析を、約2ヶ月後に検出されたGROWTHで最も明るいイベント20150124に適用する。図5.10に20150124のdaq0A、daq1における3 MeV LCを示す。20141202に比べ、daq0Aとdaq1の明るさの差が大きい。後ろの時刻へ向かって分布が伸びており、形が非対称でガウシアンからややずれているが、これは後ほど第6章で議論することとし、以降の解析で継続時間を共通した基準で比較するため、ガウシアンにより近似し、フィットした。その結果を図5.11に、得られたパラメータを表5.5に示す。ピーク強度は158.4 cpsにおよび、時間幅はdaq0Aでも約44 sと比較的大きい。またdaq0Aとdaq1で幅が異なっている。

表 5.5.: 20150124のdaq0Aとdaq1におけるピーク時刻とピーク強度。

検出器名	ピーク強度(count/s)	ピーク時刻(時:分:秒)	FWHM(s)
daq1	$3.81 \pm 0.34$	16 : 05 : 12.3 $\pm$ 2.2	$61.46 \pm 4.7$
daq0A	$158.4 \pm 2.7$	16 : 05 : 07.6 $\pm$ 0.3	$44.2 \pm 0.6$

次に、風速・風向を知るため、気象レーダーとMPのLCを用いて 5.1.2項および 5.1.3項と同様の解析を行った結果を表5.6に示す。また、これを風速ベクトルとして比較したものを図5.12を示した。風向・風速とも2つの推定方法でよく一致している。

表 5.6.: 20150124発生時の風速

	風速 (m/s)	風向
気象レーダー	$17 \pm 1.5$	$97^\circ \pm 5^\circ$
MP	$15.3 \pm 5.6$	$104^\circ \pm 36^\circ$

以上で得られた風速( $17 \pm 1.5$  m/s)と継続時間( $44.2 \pm 0.6$  s)から、照射域の東西の広がりは $751 \pm 67$  m と求まる。この値は201412012(~ 700 m)とあまり変わらず、20150124の継続時間が長く見えたのは風速が遅かつ

## 5.2. 大統計イベントの解析(2)

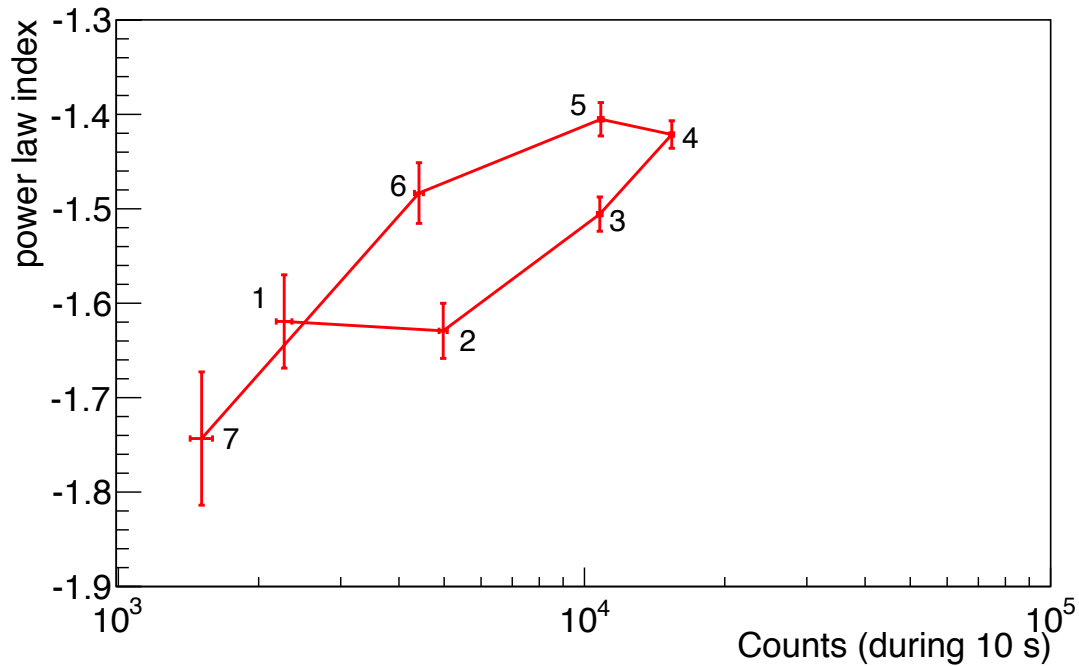
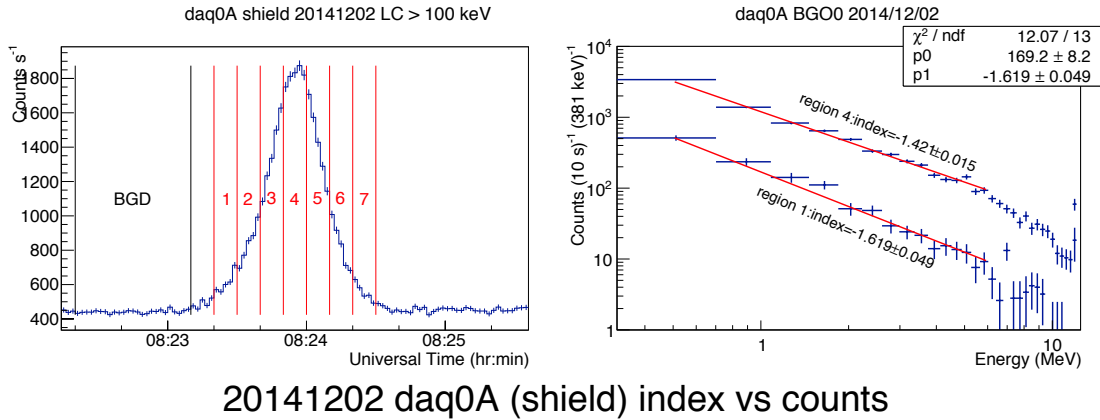


図 5.9.: 左上: スペクトルを得るのに用いた時間帯をLC上で赤線で区切って示した。黒線で区切ったBGDとある領域からBGDスペクトルを得た。右上: 時間帯1と4におけるスペクトルとそのフィットの例。下: 1-7の各時間帯における、カウント数と冪の相関図。イベントのピークに近づくほどスペクトルが硬くなる傾向が読み取れる。

## 5. GROWTHイベントの解析

event 20150124 LC, > 3 MeV

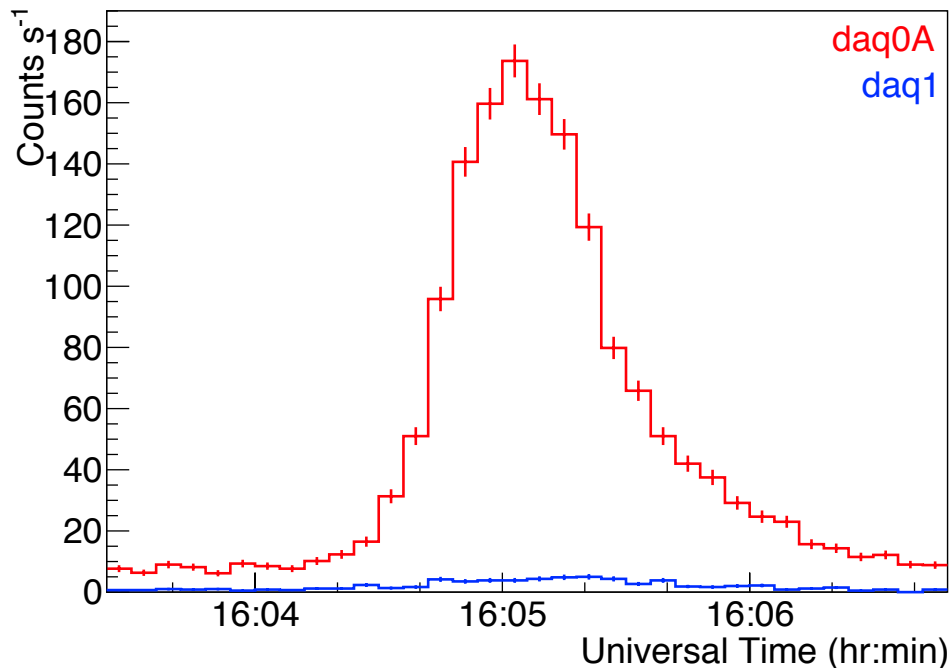


図 5.10.: 20150124の3 MeV LC。ビン幅は6秒で示した。

たことが原因の一つであると考えられる。MPのピーク分布から求めた南北の広がりには20150124よりガウシアンに近く、図5.13のようになり、FWHMは $829 \pm 12$  mと求まった。イベント20141202と異なって、東西南北のサイズ比は10%以内で一致している。また、5.1.5項と同様にガンマ線放射方向の傾きを確認したが、こちらも $30^\circ$ を超えるような大きな傾きは検出されなかった。

次に、5.1.6項と同様、イベント20150124の発生時間帯を6つに切り分け、それぞれの時間帯における全フォトン数とスペクトルの冪を相関として図5.14に示した。20141202の冪(-1.8から-1.4)に比べ、変動の幅は-1.6から-1.45とほぼ同程度である。また、20141202と同様に明るいほどスペクトルが硬くなる傾向が読み取れる。

### 5.3. 全イベントの総括

本節では、前節までに2つの大統計イベントで実行した解析の手法を、4.3.6節で示した全てのロングバーストについて適用し、特徴的な観測量の分布と相関を明らかにする。そのためまず、以上の解析がどのイベントに適用可能か判断することからはじめる。

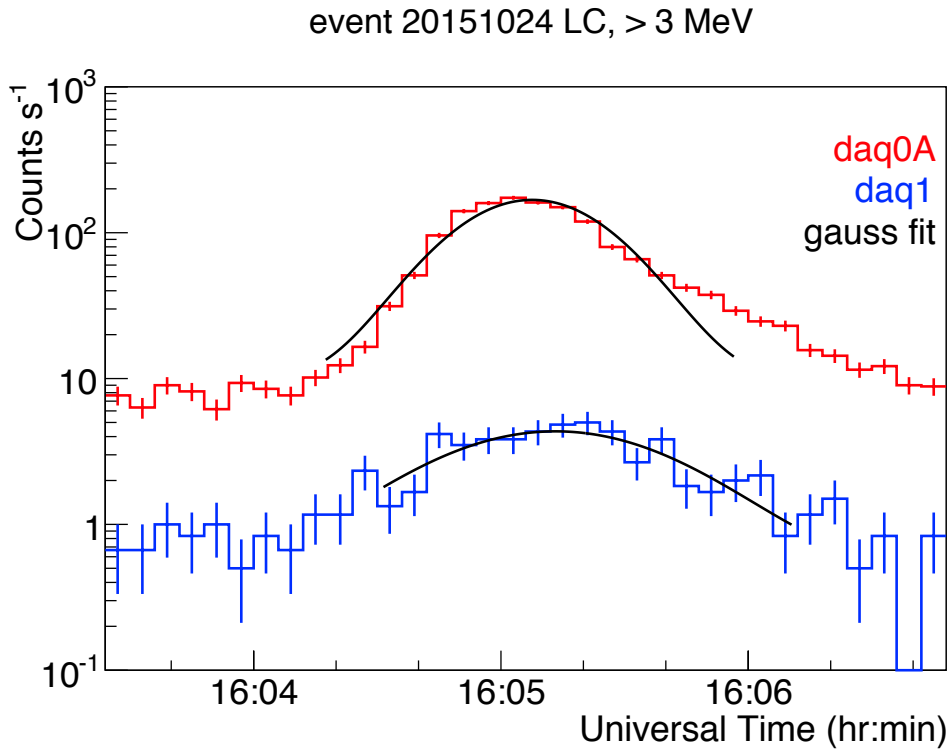


図 5.11.: 20151024のdaq0Aとdaq1の3 MeV LCのガウシアンによるフィット結果。daq1の変動が小さいため、縦軸を対数とした。20141202と異なり、daq0Aのピークがやや先行し、5秒程度の時間差が生じている。

### 2種の風速比較 20151024

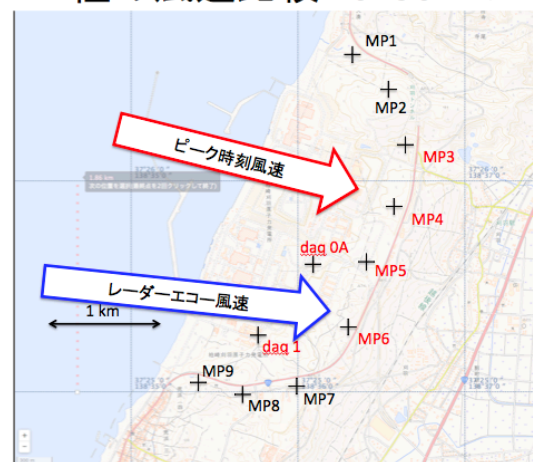


図 5.12.: 20151024発生時における、気象レーダー(青)・MPデータ(赤)に基づいた風向の比較。赤く示した検出器でのみイベントを検出した。



5. GROWTHイベントの解析

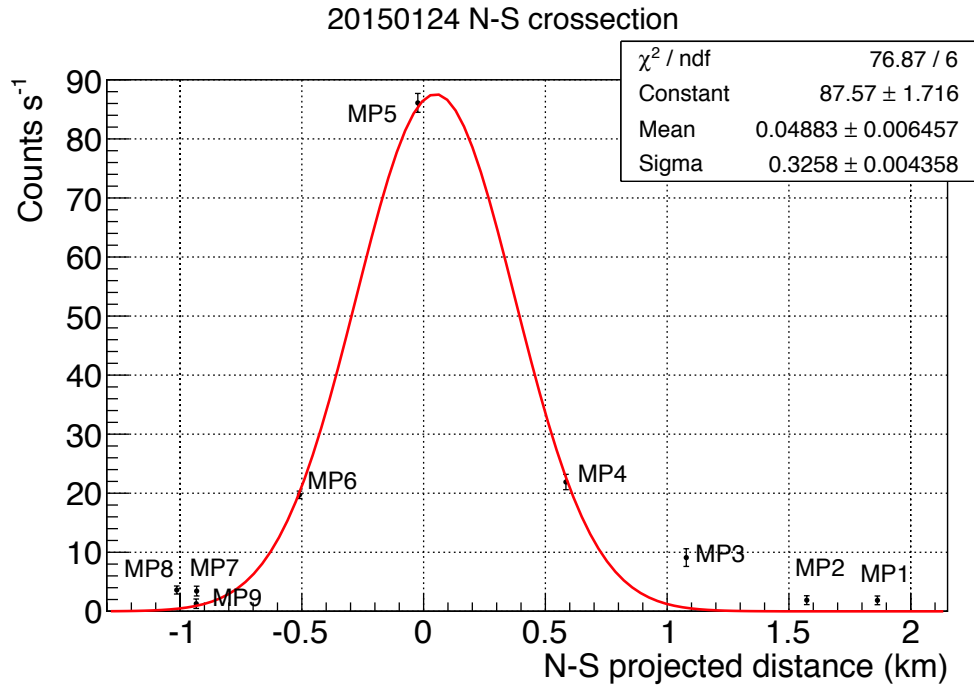


図 5.13.: 20150124の南北軸に沿った強度分布の断面。表示形式は図5.5と同一で、daq0Aの位置を原点とした。MPの応答関数が不明でdaq1, daq0Aと直接比較できないため、これらの検出器のデータは含めていない。

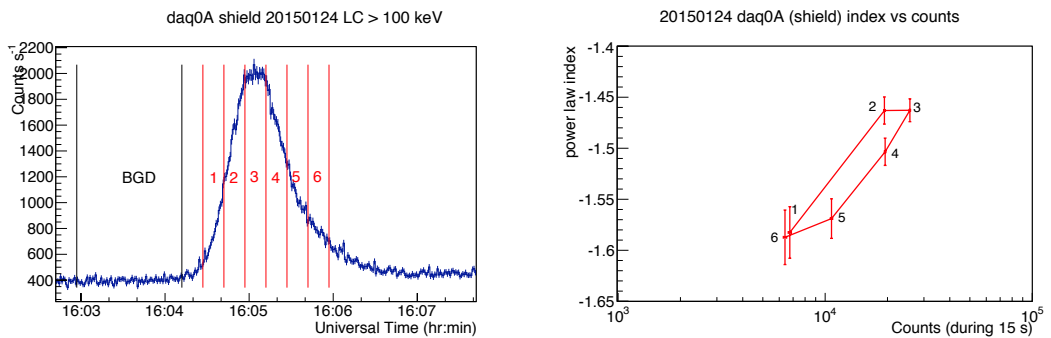


図 5.14.: 20150124のイベント発生時の冪と強度の相関。左図に従ってイベントを6つに切り分け、各時間帯のスペクトルの冪を求め、明るさと比較した相関図が右図。イベントのピークに近づくほどハードである。

### 5.3.1. LCの特徴に基づく分類

全てのライトカーブ(付録Hに掲載)を目視により確認し、「ガウス型」「ふたこぶ型」「瞬間途絶型」「突然開始型」の4つに分類した。これらのうち代表的なものを図5.15から図5.20にまとめた。左が100 keV以上の帯域、右が3 MeV以上の帯域におけるLCである。

前節までで取り扱ったイベントである図5.15と図5.16は特異的に明るく、とくに前者は左右対称な形状が特徴的である。この特徴は中間的な明るさのイベント20071213(図5.17)でも確認でき、明るさによらずおおむね時間的に対称な例が多く見られる。全てのイベントを共通して比較するため、これらのイベントは「ガウス型」に分類する。

イベント20090125(図5.18)は、左右対称なイベントが続けざまに生じたと解釈できる。このようなイベントは「ふたこぶ型」と分類する。イベント20101230(図5.19)のように放射がある瞬間に途絶えるケースもあり、これらは「瞬間途絶型」と分類する。これは土屋らによりで発見・報告 [24]されたイベントである。

一方、放射が途絶えるのではなく開始する図5.20のようなイベントも一例のみ観測された。これは「突然開始型」に分類する。このイベント20120113aはロングバーストのうちでショートバーストを伴う唯一のイベントであり、3 MeV以上の帯域でほとんどガンマ線が観測されていない点も特徴的である。これは2.6節および参考論文 [17]で取り扱ったイベントであり、その解釈については6.1.4項で議論する。

以上によりGROWTHの全ロングバーストを分類した結果を表5.7に示す。2つの検出器で同時に検出された場合はそのそれぞれについて示した。

### 5.3.2. 継続時間とピーク強度

表5.7のうち、ガウス型とふたこぶ型のロングバーストは5.1.1項で実行したのと同様なガウスフィットにより強度・ピーク時刻・FWHM(継続時間)を定量化できる。これを実行した結果を表5.8に示す。5.1.1項および5.2節の結果を含めた。検出器応答を除去し、ピークカウントレートをフラックスへ補正してある。ふたこぶ型であるイベント20090125のみ、2つのガウシアンによるフィットを行い、それぞれのフィット結果を(1)および(2)として示した。このフィットの様子は図5.21に示した。いずれのイベントでも、大まかに継続時間は30–90 s程度である。ここでは風速を取り込んでいないため、次項でその推定を行って「照射域の大きさ」という物理的に意味のある量へと変換し、比較する必要がある。

### 5.3.3. 雷雲の移動とサイズの推定

5.1.2項と同様、気象レーダーのデータを用いて、全てのガウス型・ふたこぶ型ロングバースト発生時の風速推定を試みた結果を表5.9に示す。ここで、気象レーダーから風速が明瞭に読み取れるものをA、読み取りづらいものをBとランク付けし、風速の信頼度とした。「読み取りやすさ」の基準

## 5. GROWTHイベントの解析

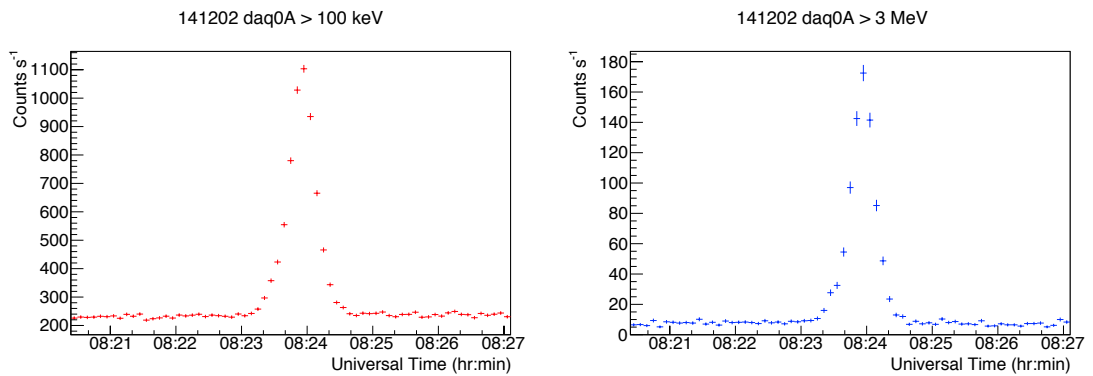


図 5.15.: 20141202のLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。ガウス型に分類。

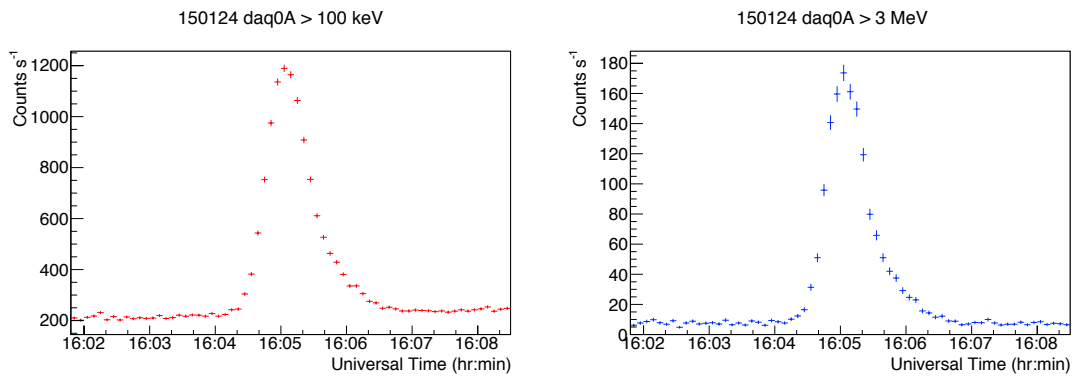


図 5.16.: 20150124のLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。ガウス型に分類。

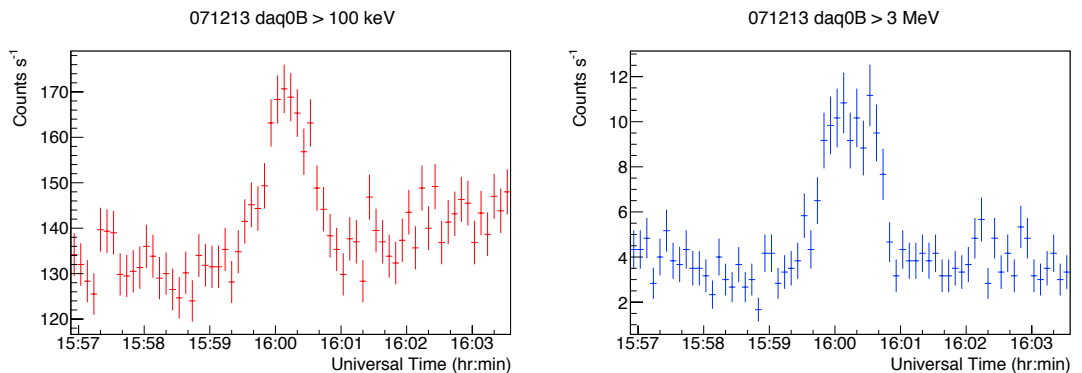


図 5.17.: 20071213のLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。ガウス型に分類。

### 5.3. 全イベントの総括

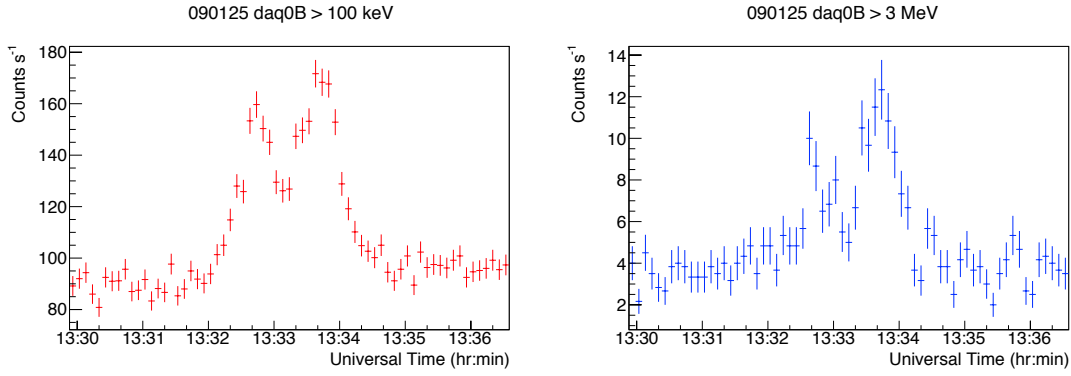


図 5.18.: 20090125のLC(左:  $>100$  keV帯域、右:  $>3$  MeV帯域)。ふたこぶ型に分類。

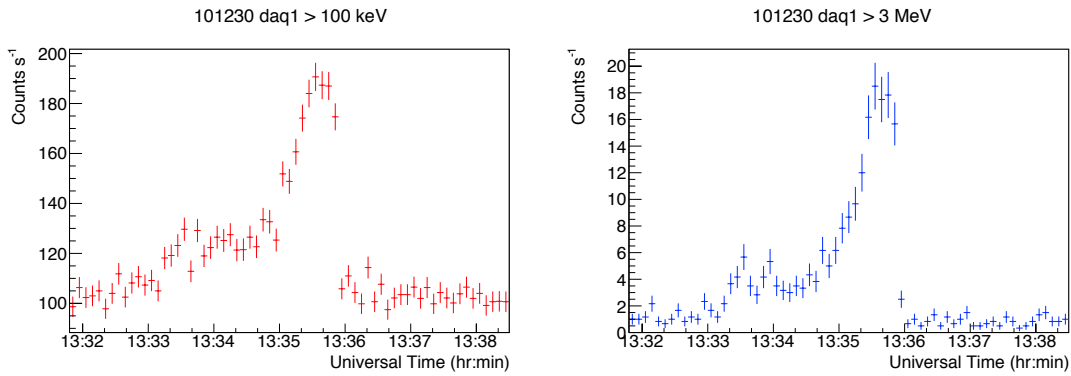


図 5.19.: 20101230のLC(左:  $>100$  keV帯域、右:  $>3$  MeV帯域)。瞬間途絶型に分類。

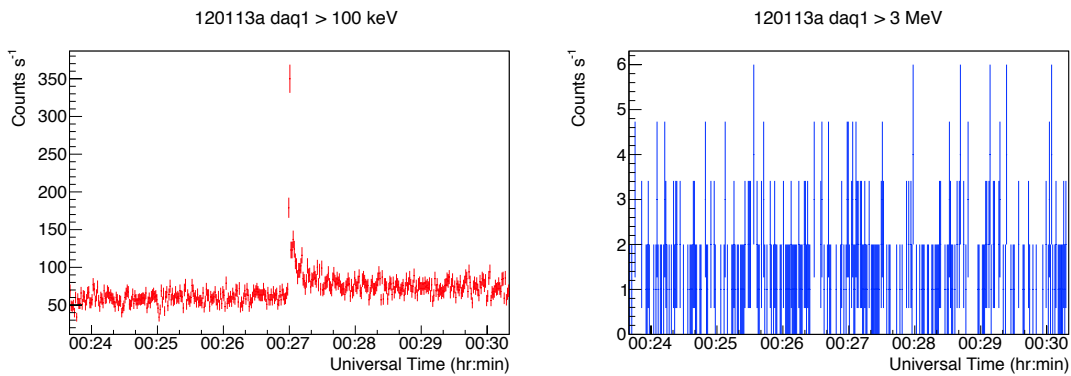


図 5.20.: 20120113aのLC(左:  $>100$  keV帯域、右:  $>3$  MeV帯域)。突然開始型に分類。

## 5. GROWTHイベントの解析

表 5.7.: GROWTHの全ロングバーストの分類

イベント名	検出器	分類
20070106	daq0B	ガウス
20071213	daq0B	ガウス
20081225	daq0B	ガウス
20090125	daq0B	ふたこぶ
20090211	daq0B	瞬間途絶
20101230	daq0B daq1	瞬間途絶 瞬間途絶
20110125	daq0B daq1	ガウス ガウス
20120113a	daq1	突然開始
20141202	daq1 daq0A	ガウス ガウス
20141229a	daq0A	瞬間途絶
20141229b	daq1 daq0A	ガウス ガウス
20141230a	daq0A	ガウス
20150111	daq0A	ガウス
20150124	daq1 daq0A	ガウス ガウス

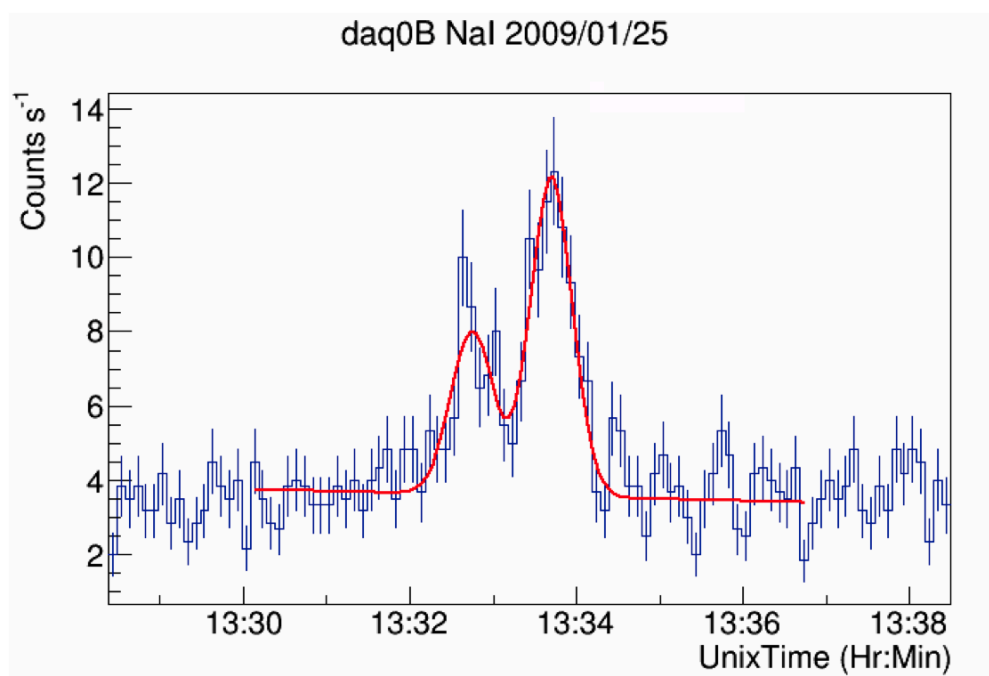


図 5.21.: ふたこぶ型イベント20090125の2つのガウシアンによるフィット結果。

表 5.8.: ガウス・ふたこぶ型ロングバーストの3 MeV以上の帯域における継続時間とピーク強度

イベント名	検出器	ピーク強度 (photons s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	ピーク時刻 (時:分:秒 UT)	FWHM(s)
20070106	daq0B	0.341± 0.061	21:43:25.7 ± 1.7	31.6 ± 4.0
20071213	daq0B	0.431± 0.064	16:00:13.6 ± 1.8	51.1 ± 3.5
20081225	daq0B	0.215± 0.046	09:28:54.2 ± 2.8	42.4 ± 9.1
20090125(1)	daq0B	0.251± 0.052	13:32:45.2 ± 2.6	36.0 ± 8.2
20090125(2)	daq0B	0.494± 0.075	13:33:42.4 ± 1.6	35.6 ± 8.2
20110125	daq0B	0.057± 0.019	17:01:44 ± 13	89.5 ± 33
	daq1	0.086± 0.014	17:01:02.4 ± 3.9	83.4 ± 9.7
20141202	daq1	1.00 ± 0.13	08:23:33.72 ± 0.46	25.3 ± 1.2
	daq0A	2.00 ± 0.20	08:23:56.13 ± 0.20	27.9 ± 0.47
20141229b	daq1	0.218± 0.030	23:52:31.7 ± 1.9	67.4 ± 4.5
	daq0A	0.310± 0.033	23:52:42.9 ± 1.1	72.3 ± 2.6
20141230a	daq0A	0.110± 0.016	00:35:32.00 ± 1.9	41.2 ± 4.5
20150111	daq0A	0.04 ± 0.14	18:54:11.6 ± 5.4	63.6 ± 12
20150124	daq1	0.16 ± 0.14	16:05:12.3 ± 2.2	61.5 ± 4.7
	daq0A	2.09 ± 0.14	16:05:07.62 ± 0.28	44.2 ± 0.59

は、「雷雲全体のパターンがイベント前後で保たれていて、複数の雷雲セルがある場合は、並び順の向きと風向が異なっており、個々の区別が容易であること」とした。詳細は付録Eで述べる。雷雲はほぼ20 m/s程度で移動することが読み取れる。

5.1.4項で論じたように、継続時間は表5.9で求めた風速を介して、風向(ほぼ東西)に沿ったサイズに変換できる。表5.8に示した継続時間と、表5.9で信頼度がAのものの風速を用いて、東西サイズと明るさの相関を描いた結果を図5.22に示した。照射域のサイズはおおむね1 km程度であり、500 mよりも小さなものは一つも観測されていない。そして、暗いイベントほどガンマ線照射域のサイズが大きい傾向がはじめて確認された。

#### 5.3.4. 瞬間途絶バースト

5.3.1項で瞬間途絶型と分類したイベントについて、20101230(図5.19)を土屋らは「通常のロングバーストが突然停止したものである」と解釈した [24]。本項ではこの解釈に基づき、途中で途切れたガウシアンをモデルに採用して継続時間を推定する。

GROWTHのイベントのうち瞬間途絶と判定したイベントは4つある。このうち統計がよく、形状のみからはっきり瞬間途絶型ロングバーストと分類できるものは20101230(daq1)、20141229a(daq0A)の2つのみである。このうち後者を図5.23に示した。ピーク中心をはっきり含んでおらず、継続時間が正確に推定できないため、本解析では取り扱わない。

## 5. GROWTHイベントの解析

表 5.9.: 全ロングバースト発生時の気象レーダーから求めた風速。

イベント名	風速 (m/s)	風向	信頼度
20070106	$17.6 \pm 1.8$	$87.5^\circ \pm 6^\circ$	B
20071213	$11.2 \pm 1.6$	$112.2^\circ \pm 8^\circ$	A
20081225	$21.2 \pm 1.8$	$96.2^\circ \pm 5^\circ$	A
20090125	$15.4 \pm 1.7$	$104.4^\circ \pm 6^\circ$	A
20110125	$15.8 \pm 1.8$	$94.2^\circ \pm 9^\circ$	A
20141202	$24.2 \pm 1.9$	$88.2^\circ \pm 4^\circ$	A
20141229b	$19.6 \pm 1.8$	$93.4^\circ \pm 5^\circ$	B
20141230a	$17.0 \pm 1.5$	$96.5^\circ \pm 5^\circ$	A
20150111	$17.0 \pm 1.7$	$112.5^\circ \pm 6^\circ$	A
20150124	$17.0 \pm 1.5$	$96.5^\circ \pm 5^\circ$	A

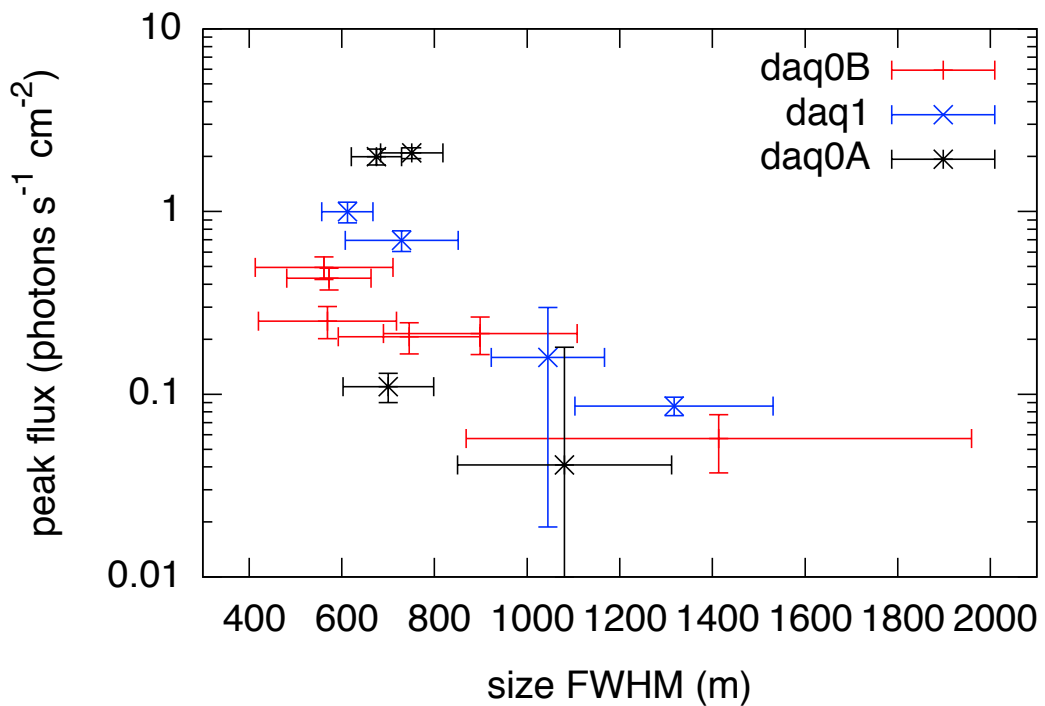


図 5.22.: 東西サイズとピーク強度の相関。風速の信頼度がBのものを除いた。大きさ(横軸)の誤差はFWHMを求めた際の統計誤差、および気象レーダーから風速を推定した際の読み取り誤差の双方から伝播させたものを示した。強度(縦軸)は、付録Gに示した方法による検出器応答を補正済みの結果を示した。いずれの検出器でも負の相関が見られる。



## 141229a daq0A &gt; 3 MeV

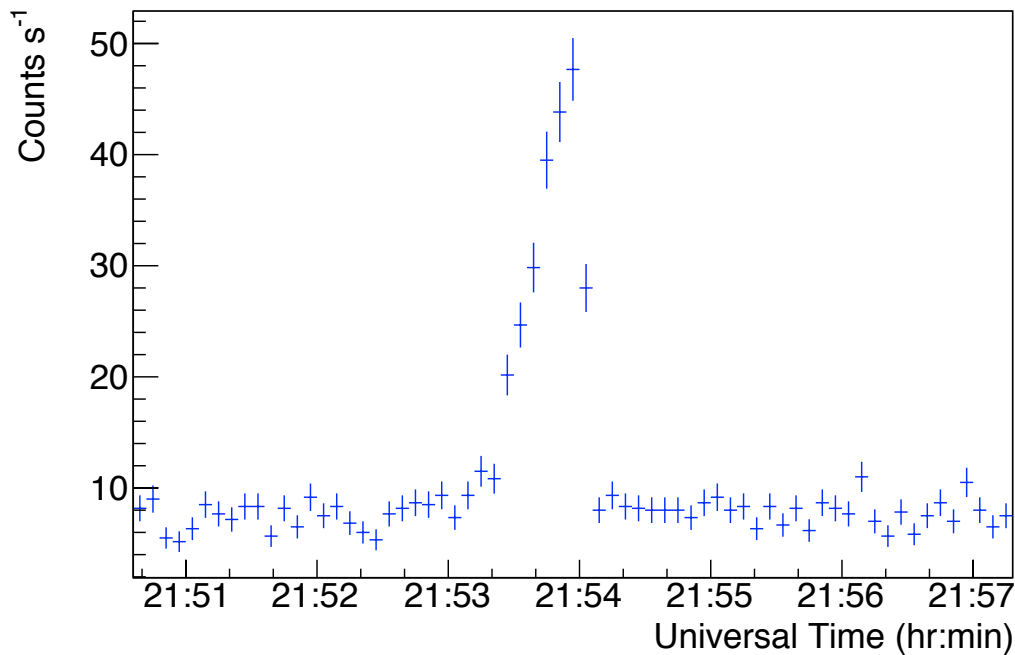


図 5.23.: 20141229a(daq0A)の3 MeV LC。統計は良いが、ピーク中心を含んでいない。

そのほかのイベントとしてまず20101230(daq0B)は、図5.24に示すように20101230(daq1)とほぼ同時刻に発生しており、同時に途絶したと解釈できるLCの形状であるため、瞬間途絶型と判定した。20090211(daq0B)は図5.25に示したとおり統計が悪く、ガウス型にも見えるが、ガウシアンを仮定してフィットすると継続時間(FWHM)が $18.6 \pm 3.3$  sと際立って短く、LCの形もガウシアンが途切れたものと解釈できることを根拠に瞬間途絶型と判定した。これらのイベントは統計が悪いため本解析においてこれ以上は取り扱わない。

20101230(daq1)の3 MeV LCをフィットした結果を図5.24上に示した。シングルガウシアンでは形が合わずフィットが収束しないため、ダブルガウシアンをモデルとして採用し、継続時間を求めた結果を表5.10にまとめた。各ガウシアンのFWHMは表5.8に示したガウス型・ふたこぶ型イベントにおける継続時間と同程度であり、土屋らが指摘 [24]したとおり通常のロングバーストが突然終了したものであると解釈できる。一方で、ダブルガウシアンであることから、ふたこぶ型の一種であるとも解釈できる。

### 5.3.5. スペクトルの冪

次に、十分明るい9個のイベントについて、スペクトルを評価する。明るさの基準として「3 MeV LCにおいてガウス近似した際の面積(ほぼ全ガンマ線カウント数)が230を超える」という条件を設けてこれらを選び出した。こ

## 5. GROWTHイベントの解析

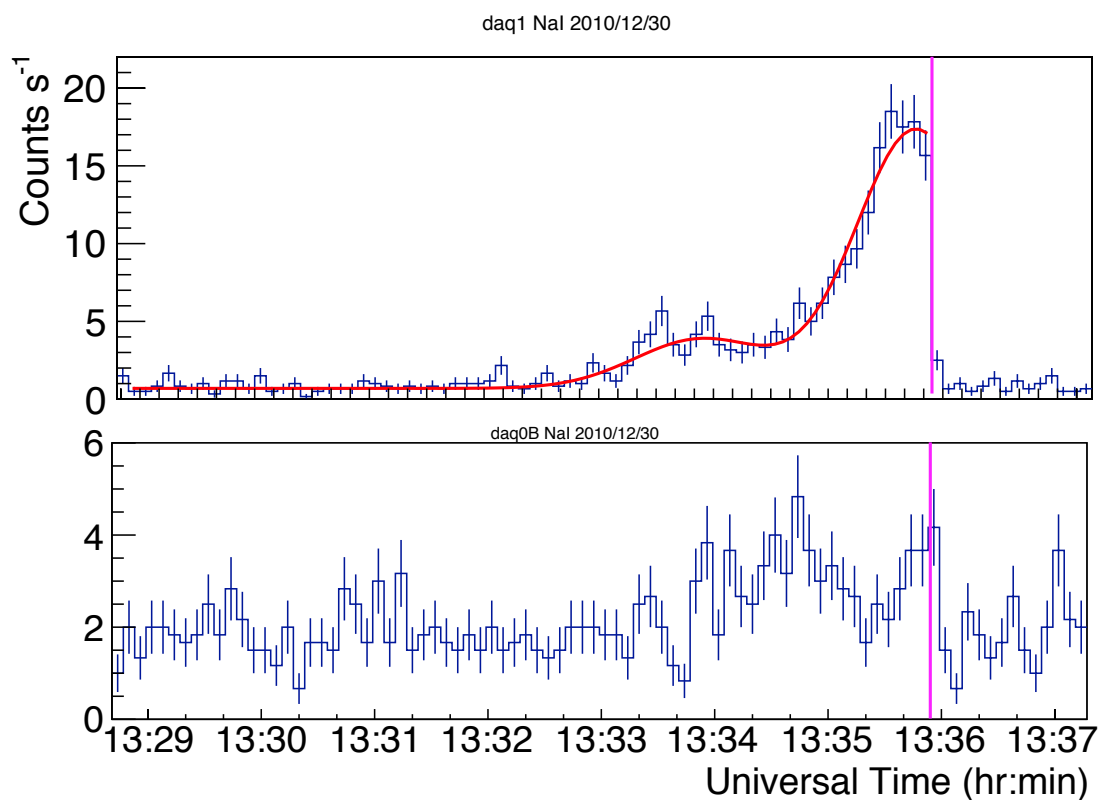


図 5.24.: 瞬間途絶型ロングバースト20101230の3 MeV LC。上はdaq1、下はdaq0Bで、雷放電による電場の急変が生じた時刻をマゼンタの垂線で示した。同時刻に両検出器で放射が途絶したことが確認できる。同時に、daq1のダブルガウシアンによるフィットの結果を赤線で示した。

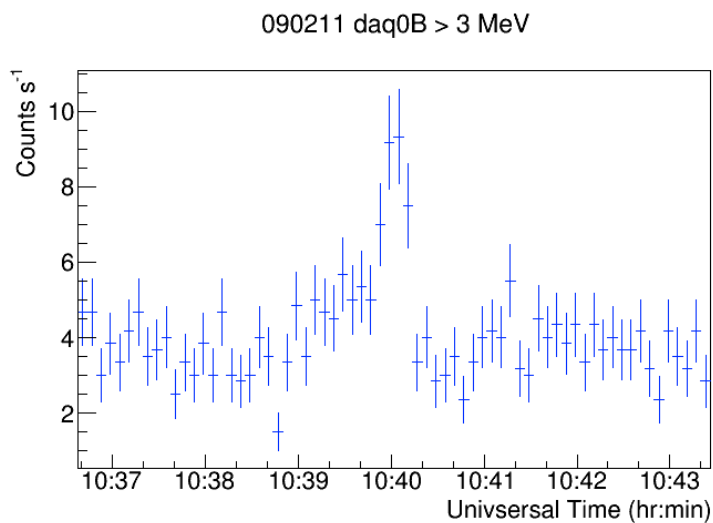


図 5.25.: 20090211の3 MeV LC。瞬間途絶型と解釈できる。

表 5.10.: 20101230(daq1)の2つのピークのフィット結果

ピークNo.	ピーク強度(cps)	ピーク時刻(時:分:秒 UT)	FWHM(s)
1	16.67 ± 0.62	13 : 35 : 46.0 ± 1.5	74.4 ± 2.6
2	3.19 ± 0.23	13 : 33 : 54.0 ± 3.2	82.4 ± 6.1

れにより、標準的なバックグラウンド変動に対して十分大きな信号をもつイベントのみが選り出される。瞬間途絶型イベントについても、ピークを含むものについて、3 MeV LCにおける全カウント数を目測し、明らかに同じ基準を満たすイベント20101230は本解析に含めた。スペクトルの取得とバックグラウンドの推定は5.1.6項と同様に行った。ただし、統計の問題もあり、あくまでイベント全体の平均スペクトルを求めている。

これらを検出器ごとに分類し、パワーローによるフィット結果と同時に図5.26(daq0B)、図5.27(daq1)、図5.28(daq0A)に示した。フィットに用いる帯域の下限は、検出器建屋の形状による散乱の効果が無視できる500 keV以上とした。ただしイベント20141229b(daq0A)のみ、Rn washout変動の影響が1 MeVにまで及んでいるため、この影響を十分に避けられる3 MeV以上の帯域をフィットに用いた。上限については以下の理由によりイベント毎に定めた。統計のよい5つのイベントで5–9 MeV程度からスペクトルが下方に曲がる傾向が確認でき、統計が悪いものについても同様の傾向が棄却できない。本論文では、このパワーローからのズレを便宜的にカットオフと呼ぶことにする。このカットオフの影響が無視できる領域を目視で判定し、フィット領域の上限とした。

系統誤差については、100 keV以上の帯域におけるLCでS/N比が10%を上回る4つのイベント(20071213 daq0B, 20141229b daq0Aおよびdaq1, 20150124 daq0A)について、イベントの前後をバックグラウンドと仮定してそれぞれのスペクトルを求め、その変動から見積もった。これらのイベントのうち、最もS/N比が良い20150124は0.8%の系統誤差を含む。LC上でS/N比がこれより悪いイベントについては、この0.8%の系統誤差が一律に存在するものとして取り扱った。こうして得られた冪を表5.11に示す。系統誤差を見積もったものに関してはこれも示し、統計誤差に対して十分に小さいと判断したものは統計誤差のみを記した。検出器応答を補正し、もともとのガンマ線の冪(真の冪)を推定し、系統誤差を取り込んだ形で併記した。以下の解析ではこの真の冪を用いる。検出器応答の補正方法については付録Gで述べる。

ここで、スペクトルの高エネルギー側の傾向について述べる。5–9 MeVという低いエネルギーにカットオフの影響が及んでいることを上で述べた。これは、検出器の有効面積のエネルギー依存性によって見えたものではない。検出器モンテカルロ・シミュレーションによる検証結果について記述した付録Gでは、図G.1において10 MeVまでスペクトルの傾きにほぼ違いは見られず、検出器の感度が落ちていない。この特徴は3つの検出器のいずれでも共通していた。従って、このカットオフはinstrumentalではなく、realである。

## 5. GROWTHイベントの解析

電子の最高エネルギーに対応するスペクトルの上限はどこまで及んでいるだろうか。統計の不足、あるいはダイナミックレンジの不足によって定量化はできないため、以下で定性的な議論を行う。カットオフの影響が10 MeV以下に及んでいる一方で、このうち5つのイベント<sup>3</sup>では10 MeVにおいて有意なガンマ線信号が観測されている。残りの4つのイベントについては強度が弱く統計が足りないため、10 MeV以上に光子が及んでいる可能性は棄却されない。

この傾向を、厚い大気に単色電子を入射した際に得られるガンマ線スペクトルを示した図2.11と実際に得られたカットオフの形状を比較すると、数十MeV付近にスペクトル上限があれば、観測的に得られたスペクトルが定性的に類似した形状となっていることが確認できる。従って、9つのイベントのうち5つにおいて入射電子のエネルギーが最低でも10 MeVを上回っており、その上限はおおむね数十MeV程度であったと推定できる。残りの4つについても同様の可能性は棄却されない。

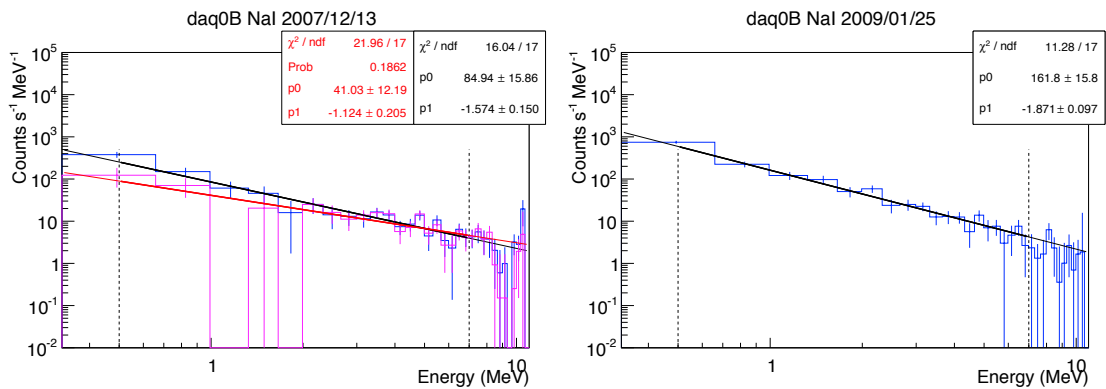


図 5.26.: daq0Bのスペクトルフィットの結果。点線で挟まれる帯域をフィットに利用した。赤と黒の2つフィット結果があるものに関しては、BGDを仮定した時間帯のちがいによる不定性を評価した。右上のパネルの「p1」がフィットで得られた冪の値を表す。

以上の冪と5.3.2項で得た継続時間の相関を図5.29に示す。顕著な相関は見られない。また、5.3.3項と同様に照射域のサイズとの相関を図5.30に示した。ここでは風速信頼度がAのイベントのみ用いた。こちらも顕著な相関は見られない。ピーク強度と冪の相関は図5.31に示した。こちらも特に相関は見られない。

<sup>3</sup>daq1で観測された20101230、20141202、daq0Aで観測された20141202、20141229、20150124の5つ。

### 5.3. 全イベントの総括

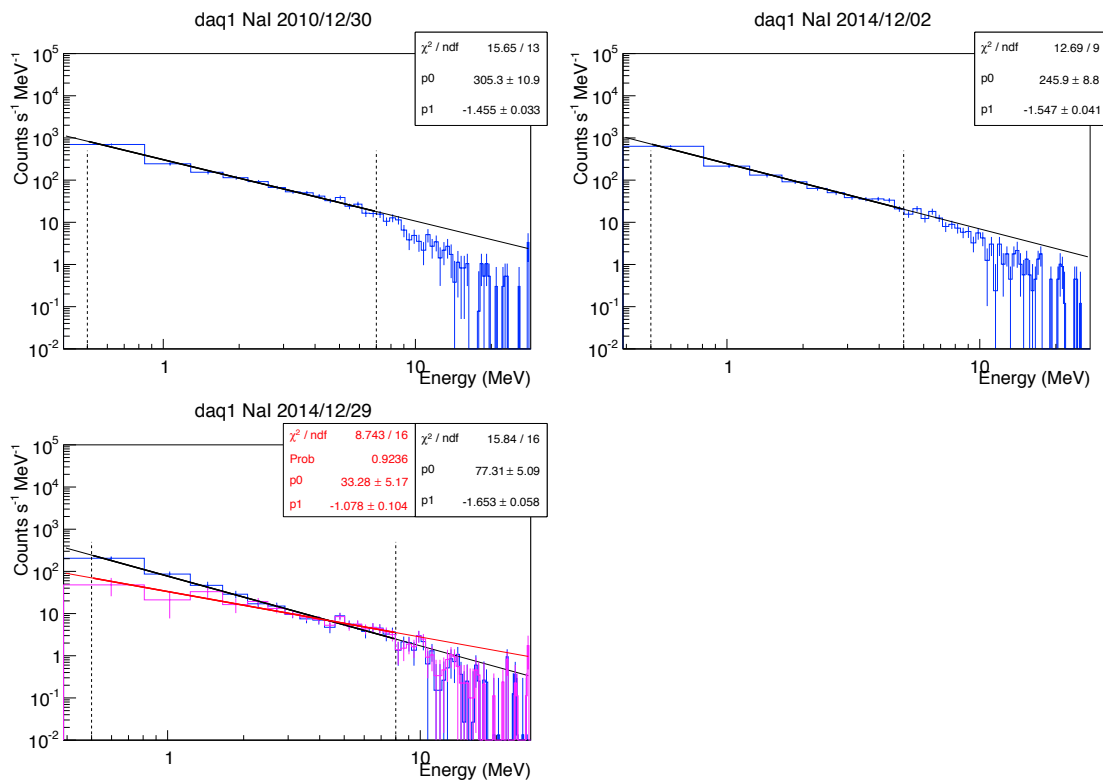


図 5.27.: daq1のスペクトルフィットの結果。表示形式は図5.26と同じ。

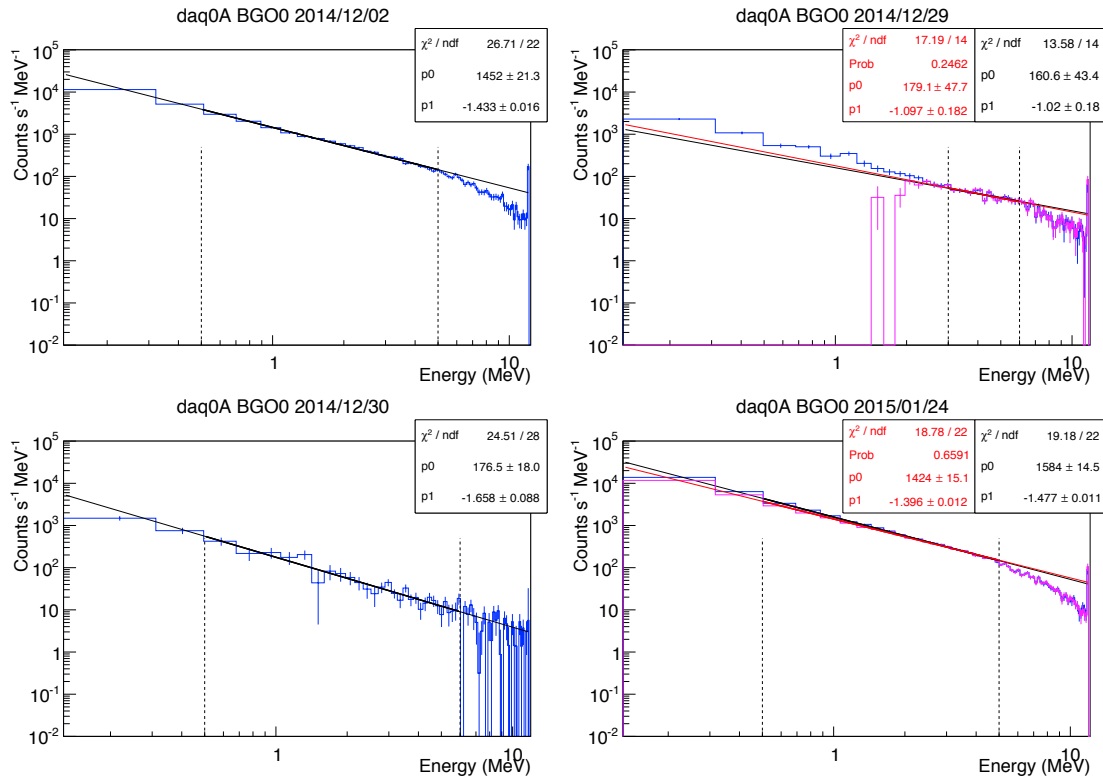


図 5.28.: daq0Aのスペクトルフィットの結果。表示形式は図5.26と同じ。

5. GROWTHイベントの解析

表 5.11.: 明るい9個のロングバーストの冪

イベント ID	検出器	観測された 冪 $\pm(\text{stat.}) \pm (\text{sys.})$	補正済みの 真の冪
20071213	daq0B	$-1.81 \pm 0.47 \pm 0.13$	$-1.10 \pm 0.39$
20090125	daq0B	$-1.87 \pm 0.10 \pm 0.01$	$-1.570 \pm 0.092$
20101230	daq1	$-1.46 \pm 0.03 \pm 0.01$	$-1.231 \pm 0.031$
20141202	daq0A	$-1.433 \pm 0.016 \pm 0.01$	$-1.248 \pm 0.030$
20141202	daq1	$-1.547 \pm 0.041 \pm 0.012$	$-1.315 \pm 0.038$
20141229b	daq0A	$-1.06 \pm 0.18 \pm 0.04$	$-1.18 \pm 0.40$
20141229b	daq1	$-1.03 \pm 0.235 \pm 0.042$	$-0.87 \pm 0.20$
20141230a	daq0A	$-1.658 \pm 0.088 \pm 0.013$	$-1.479 \pm 0.094$
20150124	daq0A	$-1.62 \pm 0.10 \pm 0.013$	$-1.25 \pm 0.43$

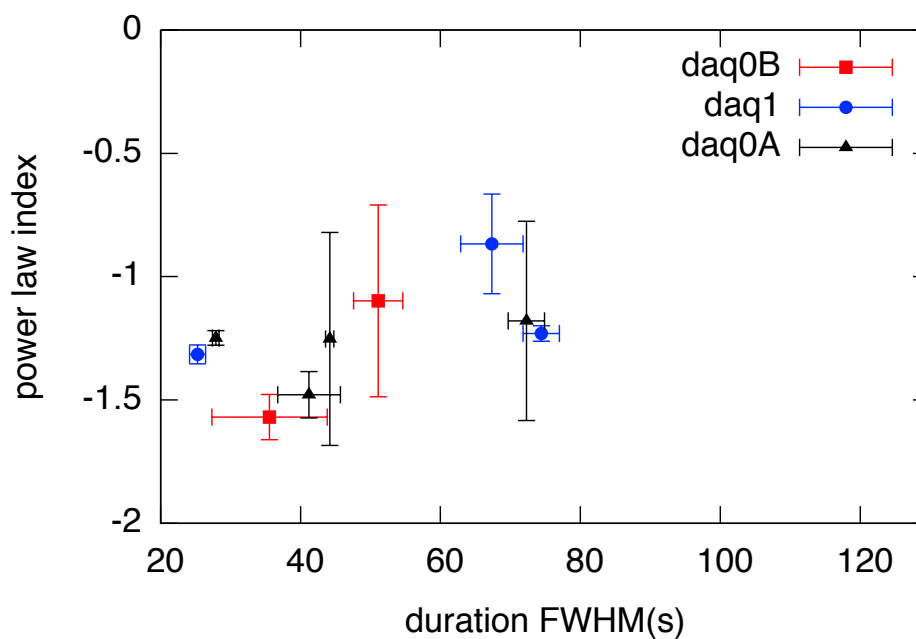


図 5.29.: 継続時間と冪の相関。冪の誤差は系統誤差と統計誤差の和を示した。

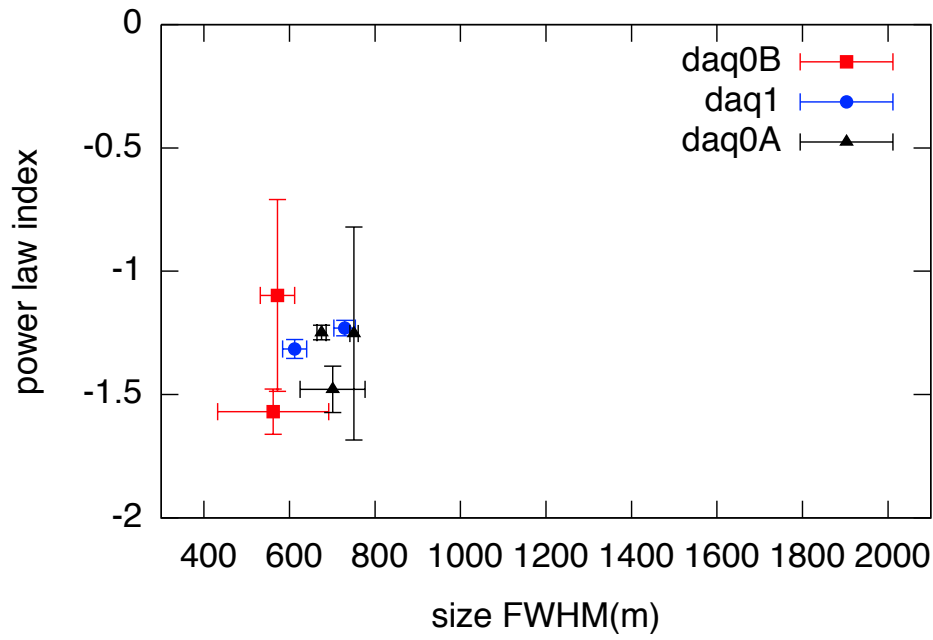


図 5.30.: 照射域サイズと冪の相関。風速の信頼度がAのイベントのみを用いた。冪の誤差は系統誤差と統計誤差の和とした。

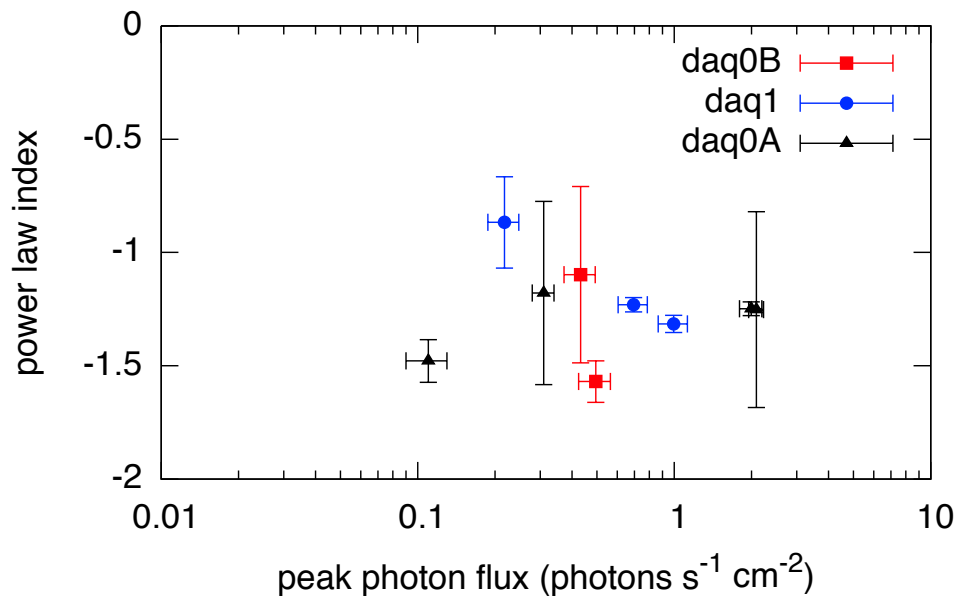


図 5.31.: ピーク強度と冪の相関。冪の誤差は系統誤差と統計誤差の和を示した。



## 5. GROWTHイベントの解析

## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

### 6.1. 雷雲中の電子加速を示唆する観測結果

#### 6.1.1. 放射源と雷雲の位置関係

5.1.3項、5.2節で述べたとおり、2014年度の2つの大統計イベントでは、MPを含むガンマ線検出器のデータのみ解析から照射域の移動を検出でき、これが気象レーダーで見た雷雲の移動とよく一致していた。このことは従来から指摘されているように、放射源が上空を通り過ぎた結果としてガンマ線変動が生じたと解釈できる。

そこで、ガンマ線照射域と雷雲の位置関係を知るために、イベント20141202をさらに詳しく見てみる。気象レーダーの降水量分布を、daq0Aを通して風向きに平行な断面で切った様子を図6.1(上)に示す。雷雲の移動速度が一定であるという自然な仮定を置くと、イベント発生前後の降水量分布をずらして平均をとることで、イベント中心時刻8時23分56秒(UT)における降水量の分布が予想できる<sup>1</sup>。これが図6.1(下)に示したマゼンタの分布である。赤の垂線はdaq0Aの位置を示し、この時刻におけるガンマ線照射域の中心位置に対応する。降水の強い領域に対して先行している位置関係が読み取れる。また、全体の分布から読み取れるように降雨域の大きさが数km程度のスケールをもつことは従来から指摘されており、5.1.4項の解析で得られた約1 kmという照射域の大まかなサイズはこれよりもかなり小さい。

以上の特徴を満たす雷雲の内部構造として、2.5節で述べたLPCR(ポケット正電荷領域)を挙げることができる。図6.2に雷雲中におけるLPCRの概念的な位置関係を示した。この図が発表されたのは1937年のことで [33]、現在でも有効なモデルであると考えられている。雲の下層に見られる「+」の領域がLPCRである。これが通り過ぎるまでは降水はなく、通過したとたんに雨が降り出す様子が描かれている。これと図6.1を比較すると、図6.2に見られる降雨域とLPCRの位置関係は、図6.1で見られる降雨域とガンマ線照射域の位置関係と定性的に一致している様子が確認できる。この事実は、参考文献 [9, 29]で指摘されたように、LPCRが放射の起源である可能性を示す新たな傍証である。

<sup>1</sup>気象庁に気象レーダーによる降水分布取得時の絶対時刻精度と位置精度について問い合わせたところ、レーダーの観測結果を合成して、表示されている絶対時刻の雷雲位置を1 km以内の精度で示していることが確認できた。

## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

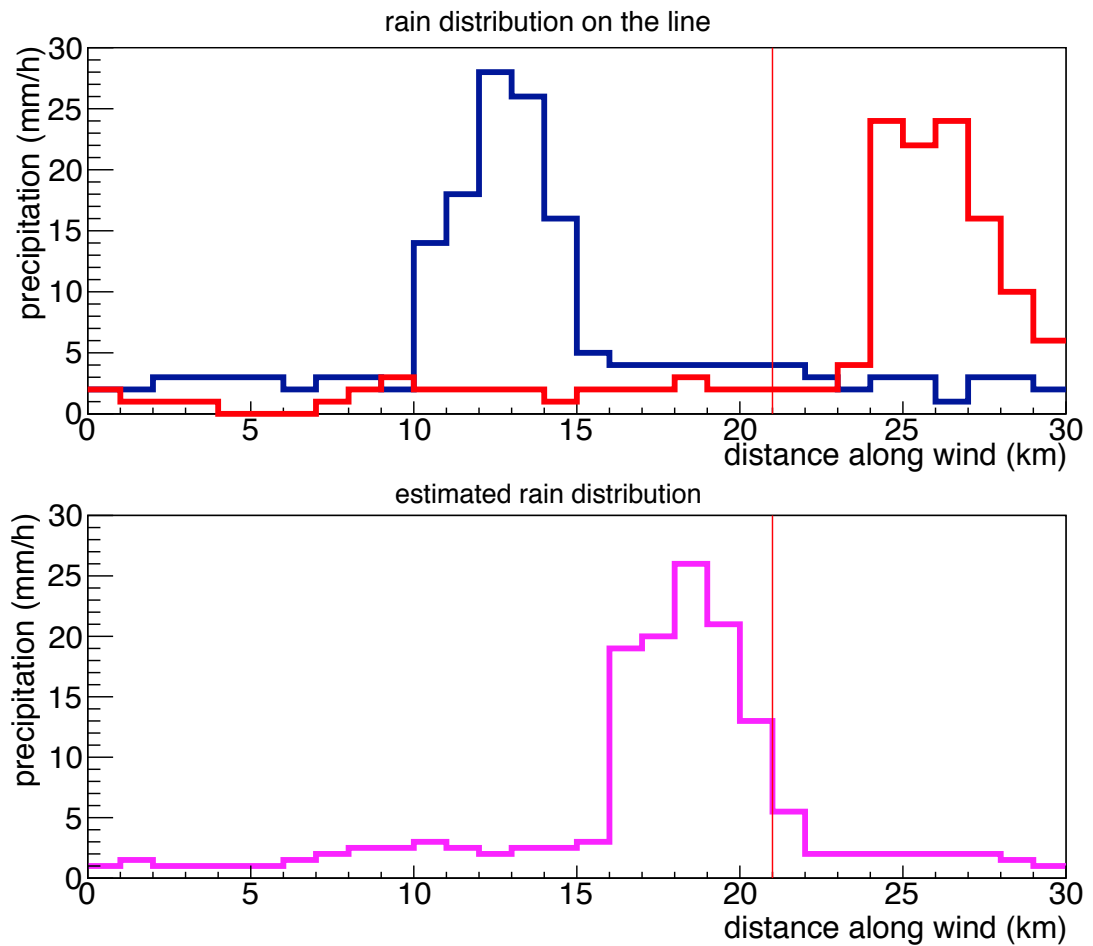


図 6.1.: 降水量分布の東西断面。上図: 紺が8時20分の、赤が8時30分における分布を表す。daq0Aは赤の垂線で示した位置にある。下図: イベントがピークを迎えた8時23分56秒において予想される降水量の分布。風速が一定であることを仮定し、前後の降水量分布を4分前進・6分後退させ、平均をとったものをマゼンタで示した。

## 6.1. 雷雲中の電子加速を示唆する観測結果

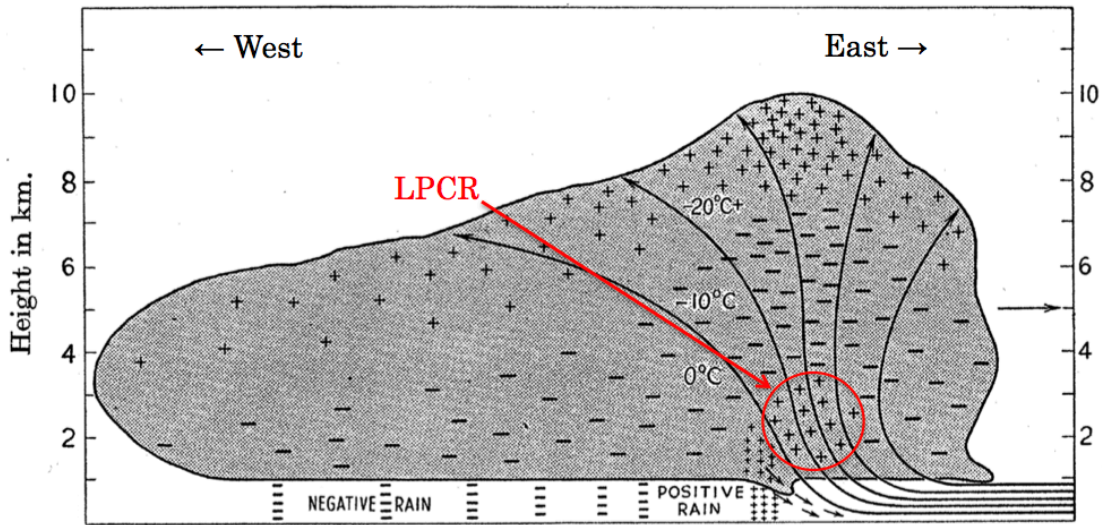


図 6.2.: 雷雲の電荷構造。 [33]より引用。頂上に正電荷の領域、中層に負電荷の領域が広く分布する基本構造が見られる。これらとは異なり、高度2 km付近にLPCRと呼ばれる小さな正電荷の領域(図中赤丸)が見られる。放電などによって電荷構造が破壊されなければ、基本的にこうした構造が維持されたまま雷雲は風によって図の右方向へ水平移動する。

### 6.1.2. 制動放射を示唆する観測結果

次に、スペクトル情報から制動放射の兆候を探る。従来、土屋らが指摘 [24]しているように、雷雲中で加速された電子がビーム状に大気に入射し制動放射しているのであれば、入射点の直下に近づくほどガンマ線スペクトルが硬くなり、脇にそれるほど軟らかくなる可能性が予想されている。これを確認するため、5.1.6項および5.2節で求めた冪を、検出器応答は付録Gに示す方法で補正し、図6.3にLCとともに時系列で示した。これによれば、LCのピーク付近でスペクトルが最も硬く、そこから離れるほど軟らかくなる傾向が直接確認できる。土屋らが取り扱ったのは瞬間途絶型イベントであり [24]、イベントの途中まで冪が硬くなっていく様子が示され、制動放射が示唆された。今回の結果は、ガウス型イベントの全貌を捉えつつ、両脇でスペクトルが軟らかくなっていることを示した点が新しい。

以上の事実に加え、スペクトルの形が議論できるイベントでは、例外なくカットオフのあるパワーローに従うことを見た。これまでも土屋らによって指摘されている [13]ように、これらの事実は雷雲ガンマ線の起源が数十MeVまで加速された高エネルギー電子からの制動放射であることを示唆している。

## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

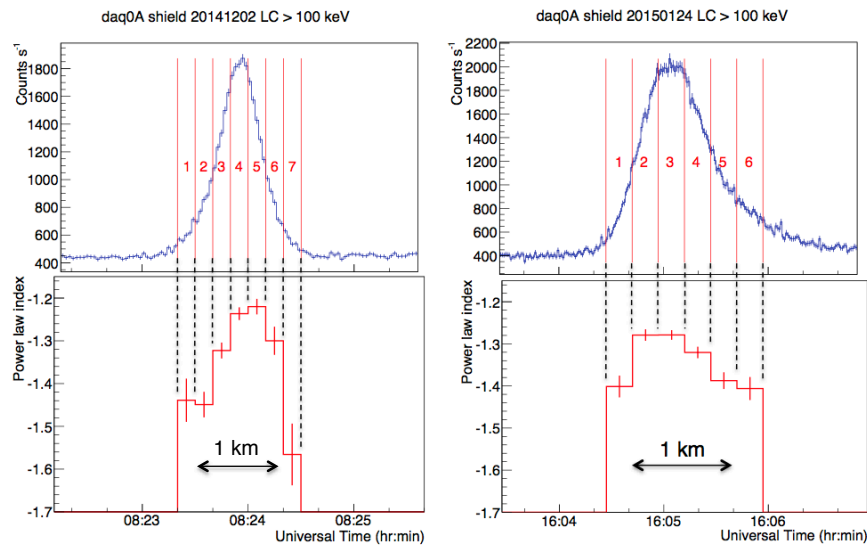


図 6.3.: 2つの大統計イベント発生時における冪の時間変化。左はイベント20141202、右は20150124について、上半分に示したLCと対応付けて下半分に冪の変化を示した。LCは検出器応答を補正しておらず、冪の値は検出器応答を補正した真の冪を用いた。両矢印は風速を用いて推定した1 kmのスケールを示す。

### 6.1.3. 雷雲電場と電子加速の関係

GROWTHで検出したロングバーストのLCは、その全てがガウス型<sup>2</sup>に分類されているわけではない。本論文では、すでに土屋らが [24]で発表済みの20101230のほか、新たに3つの瞬間途絶型ロングバーストを検出している。そのうちの1例である20141229a の3 MeV LCを図6.4左に示す。Japan Lightning Detection Network (JLDN)の報告によれば、マゼンタの垂線で示す時刻に2.4 km北東で雷放電が生じた。これとほぼ時を同じくして放射が止まっている。土屋らがすでに指摘 [24]しているとおり、この事実は、落雷による雷雲中の電場の変化により電子の加速が途絶し、その結果としてガンマ線の放射が止まったと解釈できる。

もうひとつの例は、参考論文 [17]で示したイベント20120113aである。雲中放電の直後に非常に明るいショートバーストが検出され、その後60 sにわたりロングバーストが継続した。これもまた、雷放電による雲中電場の変化が、電子加速器を出現させた例であると解釈できる。

### 6.1.4. 加速器の描像

19個中13個のロングバーストでライトカーブの形状はガウス型で、左右対称な形状をもつものが多かった。また、瞬間途絶型はガウス型が中断したケースと解釈できる。ふたこぶ型のイベントはガウス型の事象が立て

<sup>2</sup>本論文では、「ガウス型」という語を単に「つりがね型」という意味で用いており、ガウス関数でよく合うという意味で用いていない点に留意されたい。

## 6.1. 雷雲中の電子加速を示唆する観測結果

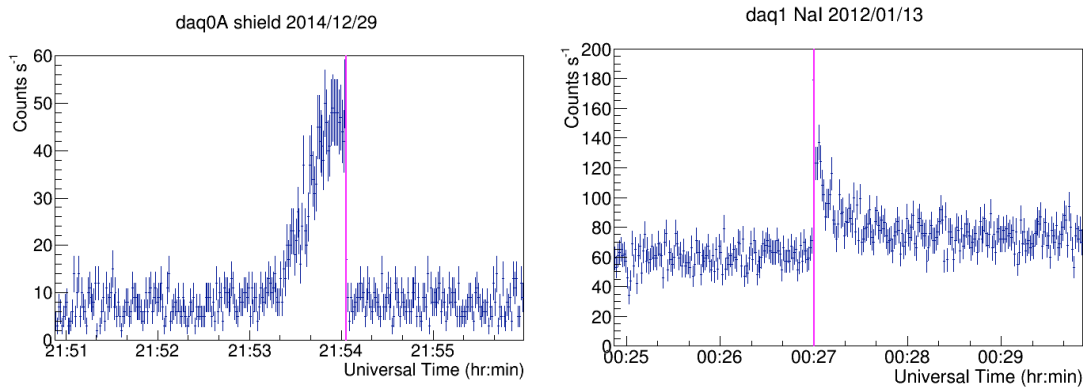


図 6.4.: 左: 20141229aの3 MeV LC。放電が生じた時刻(世界標準時 21時54分3.3秒)をマゼンタの垂線で表示している。右: 20120113aの100 keV以上の帯域のLC。同じくマゼンタで放電が生じた時刻 (世界標準時 00時27分00.0秒)を示した。いずれもビン幅は1秒。検出器応答は補正していない。

続けに生じたと解釈でき、照射域が数個、連なって到来したのと考えられる。瞬間開始型は、瞬間途絶型とは逆にガウス型の事象が突然に開始したものであると解釈できる。つまり、全てのイベントはガウス型に別の要素が加わったものとして解釈できる。さらに、図5.24に示したように、複数の検出器で同時に放射が途絶している様子が観測されていることから、約1 kmのスケールをもつ照射域が全体で連動して放射を持続しているものと考えられる。

ここまでの結果をまとめると、従来から予想されていたように、雷雲の中にLPCRを起源とした強い電場が局所的に存在し(6.1.1項)、これが電子加速器としてふるまい(6.1.3項)、生成された相対論的電子が出す制動放射が $\sim 1$  km程度のスケールに拡散し(6.1.2項)、観測されたものが雷雲ガンマ線の正体であるという描像が成り立つ。これを満たすモデルの模式図を図6.5に示した。LPCRの周りの電場の方向を考慮すると、電子を下向きに加速できる条件を満たす箇所はLPCRの上方のみである。従って、図中に「放射源」と記した箇所の上側にある「電場加速領域」が加速器としてふるまっていると考えられる。

一方で、陽電子からの対消滅線が地上で非常に強く観測された例を参考論文 [17]として添付した。これは、上記で示した模式図ではどう解釈されるだろうか。我々は、同論文中で雷放電にともなう雷雲中の電場構造の変化によって、陽電子が地上へ向けて相対論的領域まで加速されるような電場が成立し、これらの陽電子による制動放射と、地上付近までやってきた陽電子に由来する対消滅線が同時に見えたのではないかと考察した。今回新たに得られた描像を前提に考察すると、さらに新たな議論を構築することができる。図6.5に示した電場配置において、LPCRの上方で電子が下向きに加速されることには変わりなく、下向きにガンマ線が放射されていると仮定する。このガンマ線はLPCRと地上の間で陽電子を対生成する。



## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

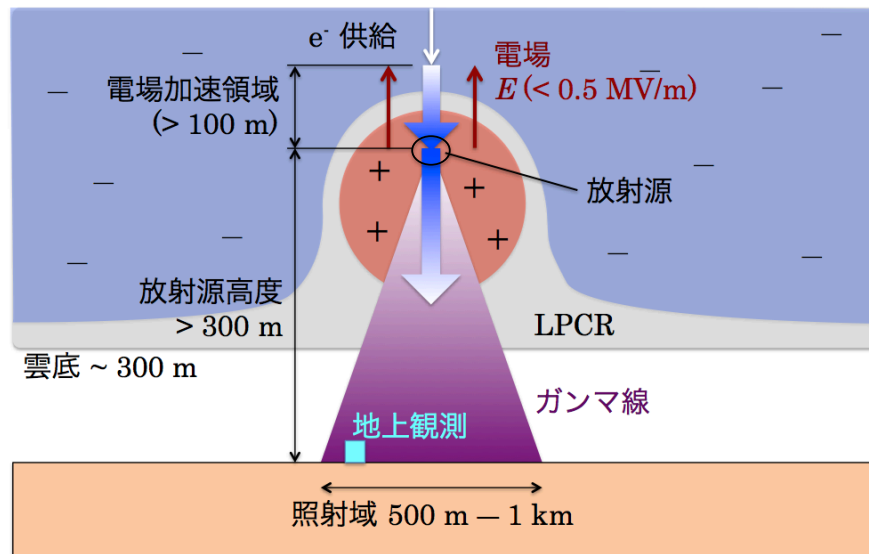


図 6.5.: 雷雲内における電子加速の描像。青の領域が雷雲中の負電荷領域を表し、赤い円の領域がLPCRを表す。負電荷領域とLPCRの間に強い電場が生じ、ここが電場加速領域(加速器)としてふるまう。この領域に種電子が供給されると加速・増幅し、MeV電子がLPCRに向かって入射される。これが大気中で制動放射し、地上にガンマ線が到来する。

このとき、たとえば同イベントと同時に観測された雲中の放電により、何らかの仕組みでLPCRと地上の鏡面電荷を結ぶ下向きの電場が強くなった可能性がある。すると、陽電子はさらに地上に向かって加速され、地上付近で対消滅すると、511 keV輝線として観測される。このとき、たまたまLPCRが十分に遠ければ、陽電子を作った元々のガンマ線は拡散と吸収により量が減ってしまう。一方で、陽電子は地上のごく近くまで電場によって引き寄せられるため、ガンマ線連続成分に対して非常に強い511 keV輝線が観測されたという結果が定性的に説明できる。ただし、これが常に成り立つ状況ではないことは、同様のイベントがこの10年間の観測でこれ以外に観測されていないという事実から結論される。従って、以上で考察したような電場の向きや一定以上の電場強度、放射源の高度を満たした時のみこの状況が発生すると推察される。2.6節で述べた通り、このイベントの発生時には電場の方向が観測できておらず、これ以上の議論を進めることは難しい。

以上のモデルに立脚して、電子加速がどのように生じるのか大まかに考察する。雷雲中で観測されている電場の最大値は0.5 MV/m程度であり、これが鉛直に100 m程度にわたって広がっていると仮定する。この区間で電子が全く損失なく加速を受けると、単純に電場と距離の積(電圧)が電子のエネルギーとなり、大気損失を無視すれば50 MeVまで加速される。実際には大気による損失が効くため、図2.9に示したように、電場0.4 MV/mを仮定した場合には制動放射損失と電場加速が釣りあう20 MeV程度まで加速され

る。これらの考察は5.3.5項で観測結果に基づいて指摘したロングバーストの数十MeVのスペクトル上限とオーダーで矛盾しない。この観測結果は、他の観測によっても指摘されているように、実際に数十MeVの電子が存在していることを支持している。

以上をまとめると、LPCRの上方に加速器があり、加速された数十MeVの電子が下向きに大気に打ち込まれ、地上に向かって制動放射損失しつつガンマ線を生じているという描像が成り立つ。加速領域が100 mより大きくても、RREA増幅の終端である加速領域の下端で、電子の数が最大になることに変わりはなく、同様の近似が使える。

## 6.2. 放射源が満たす性質の考察

### 6.2.1. 放射源の持つ自由度

前節に示したように、雷雲ガンマ線の放射の起源は、近似的に雲中から下向きに照射されるオーダー10 MeVの電子ビームと考えるよい。この電子ビームが出すガンマ線を地上から観測した際に、観測値を左右し、かつ自由な値を取ることができるパラメータは5つ挙げられる。放射源の高度、放射源の水平位置、入射する電子ビームの開口角、入射電子の水平強度分布、そして入射電子のエネルギー分布である。

これら5つのパラメータのうち高度と水平位置の2つは、加速器の物理とはあまり関係ないが観測量を左右する。LPCRの高度は観測的に特に制限されておらず、雲底高度もその日の湿度・気温勾配で変わるものであるため、加速器の高度は、数百mから数km程度の間で、ある程度自由な値を取ると考えられる。また、雷雲が発生する水平位置はほぼランダムであり、検出器に対してどこを通るかはイベントごとに異なるはずである。

入射電子ビームの開口角、水平強度分布、エネルギー分布の3つは加速領域(加速器)の物理的性質そのものを間接的に示すパラメータである。現時点で得られた観測結果からは、これら3つのパラメータが観測量とどのように関係するか明らかでないが、以下の事実によってある程度制限される。まず、電子ビームの水平強度分布のもっとも単純なパラメータとしてその「太さ」を考えると、照射域のサイズが最大でも1 km程度であることから、これよりも小さいことが観測的に結論できる。また、定性的には電子ビームの開口角が広ければ照射域は広がるため、この影響も合わせて照射域の大きさが500-1000 mに収まっていることが要求される。電子の入射エネルギーは前節の考察から数十MeV程度を中心にばらつくことが予想される。これに加え、図5.22に示したサイズと強度の逆相関が満たされなければならない。

観測結果が示す照射域サイズと強度の逆相関や、スペクトルが中心でよりハードになることを説明するには、入射ビームの開口角・水平強度分布・エネルギー分布の間になんらかの関係をもたせることでも説明できるが、現在までに得られているデータは十分な角度分解能でガンマ線の到来角分布を測定できていないため、ここを観測的に深く論ずることは不可能



## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

である。一方で、ガンマ線が上空から照射してくるという条件そのものから、雷雲ガンマ線の性質の一部は説明できる。そこで以下では、もっとも簡単な放射源モデルとして「単純ビームモデル」と呼ぶモデルを想定し、観測結果の何が説明でき、何が説明できないかについて論じる。

### 6.2.2. 単純ビームモデルの断面形状

本項で論じるモデルの設定を表6.1に示した。電子加速器が点源で、単色エネルギー(10 MeV)の電子が鉛直下向きに照射されていると仮定する。以下、これを「単純ビームモデル」と呼ぶ。

表 6.1.: 仮定した単純ビームモデルのパラメータ

電子エネルギー	電子の運動量方向	放射源の大きさ	放射源の高度
10 MeV(単色)	鉛直下向き	点源	任意

この単純ビームモデルに従ってGROWTHチームのメンバーがモンテカルロ・シミュレーションを実施したところ<sup>3</sup>、地上で検出されるガンマ線の分布 $I(r)$ は、 $r$ を入射直下点からの水平距離としてほぼ $I(r) = I_0 \exp(-r/r_0)$ で説明でき、中心から離れるほど指数関数的に減衰する分布をもつことが判明した。以降 $r_0$ を減衰長と呼ぶ。ここで、LCの形状に相当するものは $I(r)$ を任意の直線に沿って切り取った断面である。断面の関数系は、LC上のピーク位置を原点とし、風速方向の距離を $x$ とすれば、 $r = \sqrt{x^2 + b^2}$ より

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + b^2}}{r_0}\right) \quad (6.1)$$

と表せる。ただし、 $b$ は入射直下点と検出器の最近接距離(以下、衝突径数)である。このモデルを以下では「回転指数関数モデル」と呼ぶことにする。

図6.6にイベント20141202のLCのガウシアンによるフィット結果(左)と、回転指数関数モデル(式6.1)によるフィットの結果(右)を示す。実際のLCは細かく見るとガウシアンより裾が広くピークが尖っており、左ではそのずれが残差として確認できる。一方で右のフィットでは改善が見られている。これにより、カイ二乗値 $\chi^2/\text{ndf}$ は303/180から187.1/179へ改善する。すなわち、LCの形状はガウシアンよりも、むしろ回転指数分布と衝突径数による形状とした方がよく合っている。

以上のフィットによれば、 $v = 24 \pm 2 \text{ m/s}$ (5.1.2項)を用いて距離に変換すると $b = 287 \pm 41 \text{ m}$ ,  $r_0 = 198 \pm 20 \text{ m}$ と求まる。ここで、図5.5では南北断面

<sup>3</sup>2016年9月15日古田禄大氏の報告より。GROWTH実験チームの分担として、モンテカルロ・シミュレーションは、主として古田氏が担当している。

## 6.2. 放射源が満たす性質の考察

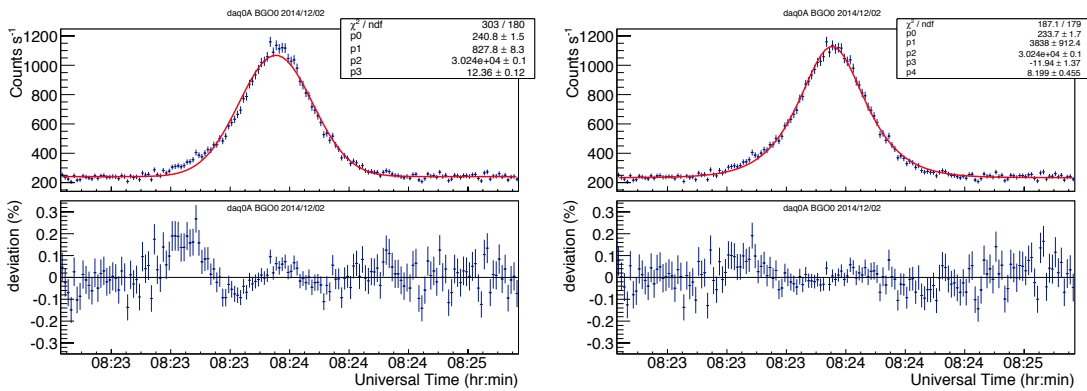


図 6.6.: 20141202(daq0A)の100 keV以上の帯域におけるLCのフィット結果。左はガウシアン、右は式6.1で示される回転指数関数の断面による。検出器応答は補正していない。

におけるdaq0Aと照射域中心の距離はガウスフィットにより $151 \pm 16$  mと導出された。これは一見、 $b$ と2倍ほど異なっているが、図5.5をよく見ると、フィットしたガウシアンの示す曲線よりも、MP5,6のデータ点は100 mほど南(左)へずれている。従って、現実には照射域の中心はMP5とMP6のほぼ中央地点を通った可能性がある。もしこれが正しければ、原点に位置するdaq0Aは照射中心から250 mほど離れていたこととなり、回転指数分布の考え方でLCの形状がよく説明できることが分かる。

### 6.2.3. サイズと冪に基づく放射源の高度推定

図5.22によれば、観測されている照射域のサイズの下限值は約500 mである。これに基づく、放射源が点源であると仮定した場合に高度はどう推定できるだろうか。本項では、照射源も冪も形状も判明しているイベント20141202とGROWTHチームのメンバーによるモンテカルロ・シミュレーションを比較することにより、モデルの妥当性を論じる。

シミュレーションと比較するにあたり、雷雲のスケールから放射源の高度を簡単に見積もってみる。Simpsonが示した図6.2は夏の雷雲であり、雲底が1 km程度、LPCRの上端の高度は3 km程度である。柏崎に到来する冬季雷雲の雲底は300 m程度であると推定され<sup>4</sup>、雲底が一致するようSimpsonの図をスケールすると、LPCRの上端の高度は1 km程度となる。そこで、放射源の高度が1 kmであると仮定し、これに対応する形で、1 kmから単純電子ビームを入射した際の結果<sup>5</sup>と観測とで、放射源の広がり冪が一致するか検証する。

まず、照射域の広がり説明できるか検証する。図6.7は上記のシミュレーション条件における、衝突径数が150, 300 mのときのガンマ線強度分布断面で、LCに対応する。FWHMは300–400 m程度となっており、実際のFWHMである約700 mに対して半分程度である。単純電子ビームを仮定し

<sup>4</sup>気象学では冬季雷雲の雲底は低くなることが指摘されている。

<sup>5</sup>2017年2月12日古田報告。

## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

たまま広がり方を説明するには、唯一の自由度である高度を1000 mより上げる必要がある。

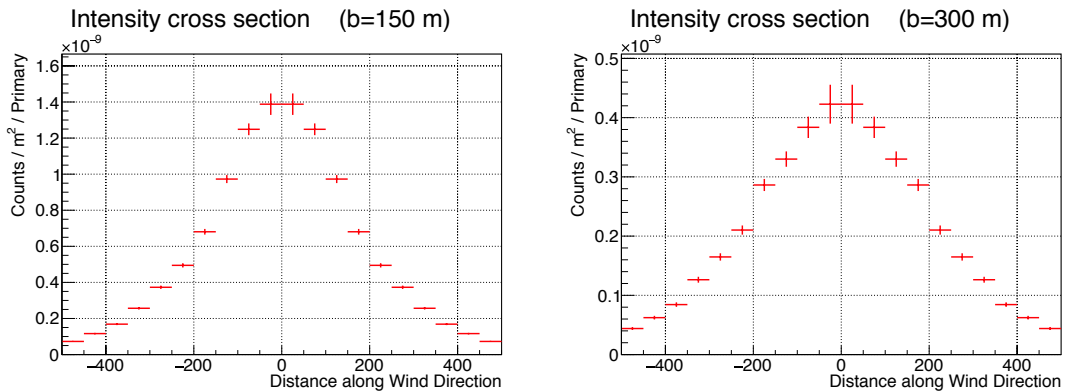


図 6.7.: 電子入射高度1000 mの単純電子ビームモデルによる地上のガンマ線強度分布の断面。脚注5の資料より引用。左は衝突径数  $b = 150$  mの、右は  $b = 300$  mの場合。

次に冪は妥当か検証する。図6.8は冪の $r$ (電子の入射点直下からの水平距離)依存性を示したものである。前項では20141202の衝突径数を南北断面から約150 m、単純電子ビームモデルによるLCのフィットから約300 mと見積もった。このとき図6.8から $r = 150$  mのとき冪は $-1.1$ 程度、 $r = 300$  mのとき $-1.4$ 程度となる。これはおおむねLCのピークにおいて観測された冪 $-1.2$ (図6.3)とおおむね一致する。従って、放射源の高度を1000 mとした単純電子ビームモデルで冪はおおむね説明できる。しかし、脚注5の資料により、パワーローに従う連続スペクトルは、低エネルギー側のガンマ線がより吸収を受けやすいため、空気中を伝搬する間に少しずつハードになってゆくことが指摘されているため、もし先ほど広がりから推定したとおり、1000 mよりも高度が高いならば冪は全体にもっと硬いはずであり、観測された冪と食い違うことになる。

以上で示した通り、単純ビームモデルにおいては、現実に観測された冪と強度の分布を同時に説明できる高度は存在しない。これはモデルのさらなる精密化の必要性を示唆している。単純ビームモデルにおいて簡略化されていて、これから精密化できるパラメータは電子ビームの開口角、水平強度分布、エネルギー分布の3つである。どのパラメータを、どの程度、精密化するのが妥当であるかを示す観測的な根拠はないため、さらなる観測が重要である。

なお、仮にモデルを精密化した場合においても、その結果は単純ビームモデルの重ねあわせとなる。要素に分解すれば、そのそれぞれについて冪と衝突径数の関係や高度と広がりとの関係は保たれる。放射源の真下から離れると冪がソフトになり、放射源の高度が高くなるとガンマ線スペクト

## Photon index vs Distance from beam center

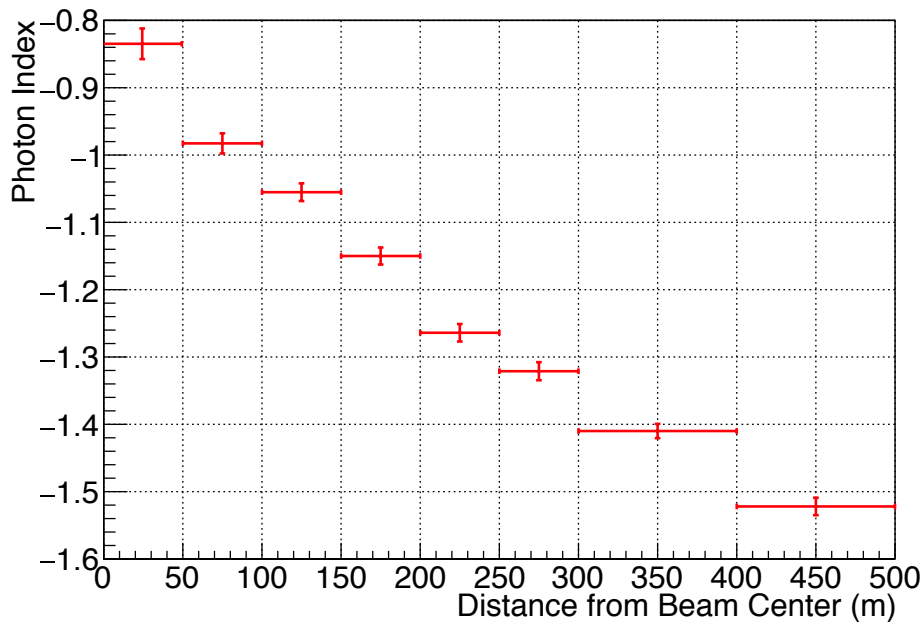


図 6.8.: 入射高度1000 mの単純電子ビームを仮定した際の、冪と入射点真下からの距離の関係。脚注5の資料より引用。

ルが硬くなるといった単純ビームモデルの定性的な性質は、その性質を打ち消すような特殊なモデルを導入しない限り保存される。従って、観測されたガンマ線の第ゼロ近似として、単純ビームモデルを基礎に説明を試みる手法は引き続き有効である。

#### 6.2.4. 照射域のサイズ・ピーク強度・スペクトル冪の相関

図5.22に示したとおり、検出器で測られた照射域の広がり(以下、観測長さ)とLC上のピーク強度には逆相関が見られた。この相関を単純ビームモデルで説明すると二つのシナリオが考えられる。第一のシナリオは、図6.9左に示すように、放射源(加速器の位置)の高度が変わった様子が見えたとするものである。これを「高度説」と呼ぶ。放射源の高度が高くなれば、ガンマ線は幾何学的に拡散して照射域の中心における強度が下がる。同時に、制動放射ビームの広がりや散乱の効果で、照射域そのもののサイズは大きくなる。

第二のシナリオは、6.2.2項の末尾で説明した、回転指数分布と衝突径数 $b$ の影響が見えた可能性である。これを「衝突径数説」と呼ぶ。式6.1に示した回転指数分布では、衝突径数 $b$ によって各観測点における照射域の見かけのサイズ(以下、 $w_{\text{FWHM}}$ )が変動するという特徴がある。 $w_{\text{FWHM}}$ は $2I(x =$

## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

$\frac{w_{\text{FWHM}}}{2} = I(x=0)$ の解で、

$$w_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln(2)r_0(\ln(2)r_0 + 2b)} \quad (6.2)$$

で与えられる。 $r_0 = 200$  mの場合に、 $w_{\text{FWHM}}$ の $b$ 依存性を図6.10に示した。このように、衝突径数が600 mのときは300 mのときに比べ、 $w_{\text{FWHM}}$ は30-40%ほど大きくなる。

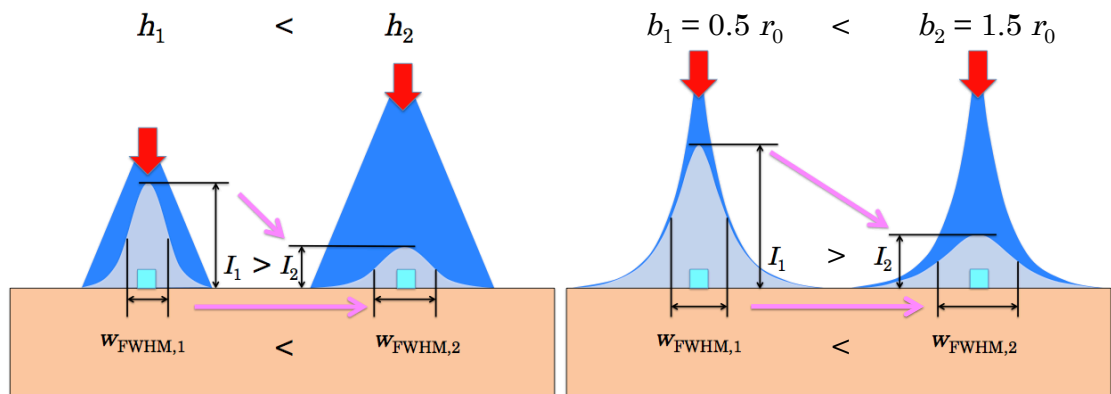


図 6.9.: 高度を変えた場合(左)と衝突径数を変えた場合(右)の模式図。いずれのモデルでも $w_{\text{FWHM}}$ の増加とピーク強度 $I$ の減少が同時に起こる様子を表している。

図6.9右に示したように、このモデルでは、照射域の中心から離れれば離れるほど、照射域の観測されるサイズが大きくなり、分布に従ってピーク強度が $I_0 \exp(-b/r_0)$ に下がる。すなわち、2つのモデルはともに図5.22に示されたピーク強度と照射域サイズの逆相関を説明できることが分かる。

ここで、この相関を生じた原因として、どちらの説が主要であるか検証するため、冪を用いて評価することを考える。まず、「高度説」の立場では、冪とサイズは正相関する。6.2.3項で述べた通り、高度が高ければスペクトルの冪は硬くなる性質がある一方、ガンマ線は拡散して照射域が広がるからである。次に、「衝突径数説」の立場では、冪とサイズは逆相関する。制動放射の基本的性質として、電子の入射方向の真下ではハードな冪が、そこから離れるほどソフトな冪が見られ、同時に本節で指摘した通りサイズは広がるからである。これら2つの説では、相関の方向が逆となるため、冪とサイズに正か負の相関が見えれば、どちらかの説が主な原因であるか検証できる。そこで、照射域サイズと冪の関係を示した図5.30を確認すると、明確な相関は見られない。このことは、高度説と衝突径数説のどちらか一方だけではサイズとピーク強度の相関が説明できず、2つの要因が混在していることを示唆している。

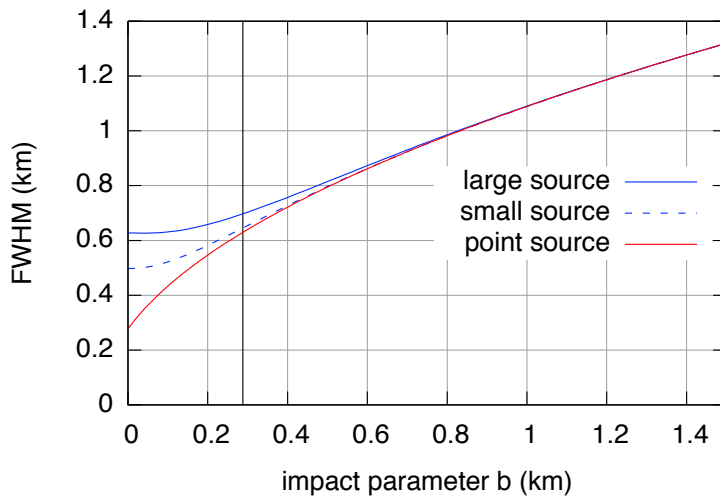


図 6.10.: 回転指数関数モデルにおける $r_0 = 198$  mとした際のFWHMの $b$ 依存性。 $b$ が大きくなるほどFWHMが広がる。daq0Aから推定された $b = 287$  mに垂線を引いた。赤線は単純ビームモデル(点源)を仮定した場合。青線は、単純ビームモデルではなく、水平に広がった電子ビームの入射を仮定した、より現実に近い場合の依存性を示す補助線である。

### 6.2.5. 単純ビームモデルの考察により分かったことと残された課題

ここまでで、ガンマ線の放射源として「単純ビームモデル」を仮定し、制動放射の性質とガンマ線の大気伝播から、観測的に得られたガンマ線強度分布の定性的な説明を試みた。まず、単純ビームモデルから導かれる回転指数関数モデルがライトカーブの形状をよく説明することが分かった。(6.2.2項)。単純ビームモデルの仮定のもとで照射域の広がりから高度を推定すると1000 m以上であり、一方で霧の絶対値からは約1000 mと推定されることを示した。この2つの結果は両立せず、高度は決まらなかった。このため、単純ビームモデルにはさらなる精密化が必要であることを述べた(6.2.3項)。さらに、サイズとピーク強度の逆相関は、高度もしくは衝突径数を変えることで定性的に説明できることを示した。しかし、霧とピーク強度に相関が見られないため、どちらか片方でピーク強度とサイズの逆相関を説明することはできないことが示唆された(6.2.4節)。

以上で、単純ビームモデルを精密化する必要性が示された。そのため、電子ビームの開口角、水平強度分布、エネルギー分布の3パラメータを知る必要がある。しかしながら、これらを観測によって直接知ることは難しい。そこで全く別のアプローチとして、高度を直接観測することが考えられる。これができれば、サイズとピーク強度の逆相関を説明する高度と衝突径数の2つの自由度を、衝突径数のみの1自由度に減らすことができる。



## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

また、本研究では大統計イベントについてはおおむね衝突径数を決めることができたが、それ以外のイベントについてはガンマ線統計の不足により推定が難しかった。各イベントについて衝突径数も観測することが次の課題である。高度に加えてこれも特定できれば、サイズとピーク強度の逆相関を説明するための自由度が消滅し、3つの自由度をもつ電子ビームのモデルを、シミュレーションを用いて定量的に推定するための下準備が整う。従って、以上で述べた高度と衝突径数の観測こそが、今後、ビーム形状を定量的に特定していくための観測的な鍵であり、本観測研究における、残された課題である。

### 6.3. 次世代観測への提言

前節で観測的課題を示した。ここで、雷雲を用いた電場加速の研究一般をもう一度概観し、今後の観測研究の展望について説明する。2.3節に示したように、現在、雷雲ガンマ線ロングバーストの強度を説明するため、逃走電子なだれ加速(RREA)が雷雲ガンマ線の起源として有力であり、これに加えて、陽電子フィードバックも作用しているとする立場もある。後者は加速領域で電子とは逆向きに加速された陽電子によりフィードバック増幅がかかるという説で、もともとはTGFの極めて強いガンマ線フラックスを説明するために必要とされてきた。しかしこのフィードバックは電場を増やすことで急激に増幅率が上昇し、最後には発散して雷雲の電荷構造を1秒以内のタイムスケールで破壊するとされる。言い換えると、種電子と加速電子は線形に結ばれず、非線形な効果が強い。その比較対象となる雷雲中の電場構造も参考文献 [19, 22]にあるように、様々な形状が仮定されている状態で、気象学的にも個別の雷雲に対する雲中電場の3次元分布の観測に成功した例はまだないため、明確なモデルは存在しない。このように非線形な効果が予想され、電子の増幅度と比較すべき電場の分布も自明ではないため、そのモデル化では非常に多くの不定性の下で、複雑な計算をすることになる。そこで本論文では、電子加速のメカニズムを直接議論するのではなく、「加速された電子がどのように分布しているか」に着目し、これをガンマ線リモートセンシング観測の立場で検討してきた。この観測をさらに推進する立場で、今後の実験の展望について述べる。

#### 6.3.1. モンテカルロ・シミュレーションの充実

6.2.3項で試みた通り、単純ビームモデルによって高度だけの違いで霧の分布や照射域の広がりと同時に説明することができないことが分かった。そこで、モンテカルロシミュレーションを精密化し、高度、ビーム開口角、ビームの水平広がり、電子のエネルギー分布を変えた時に、観測されたイベントを再現できるか、さらなる検証が必要である。しかし、これだけパラメータが多いと、縮退して決定できないものが出てくる可能性が高い。例えば、電子のエネルギー分布も高度も、地上で観測されるスペクトルに影響を与え、電子ビームの角度広がりや空間広がりも両方とも照射域の広

がりに影響を与える。そこでまず、モンテカルロ・シミュレーションの精密化においては、本論文でその第一歩を踏み出したように、観測に先立ってこれらのパラメータ空間に制限を与えることが重要である。それにより以下で述べる観測を効率化するとともに、観測と比較して解釈を進めていけば、雷雲中の電子加速に対する理解は飛躍的に進むはずである。

### 6.3.2. より拡大したガンマ線アレイ観測

6.2.2項では放射源の成り立ちを説明する一つの仮説として単純ビームモデルを提唱した。もしこれが成り立っているならば、南北に並んだ検出器で継続時間を計ると、衝突径数が大きい外側の検出器ほど長い値が見られるはずである。しかしながら、本論文中で用いた検出器群では、MPの時間分解能が30 sとわるく、照射域のサイズが測定できたのはdaq1とdaq0Aの二つの検出器のみであった。そのため、モデルの妥当性は未だ検証できていない。ここでもし、時間分解能が数秒程度よりも良い検出器を風向と直交に200–300 m程度の間隔で並べて観測することができれば、この問題は解決し、ビームの正確な形状を観測的に特定できる。

さらに、6.2.4項ではピーク強度とサイズの相関が回転指数関数モデルだけではなく、放射源の高度の違いでも説明できることを指摘した。また、放射源の高度が高ければスペクトルはよりハードになるため、照射域の中心における冪を知り、大気伝播を解くことで高度への制限を得ることもできる。しかし、6.2.4項では、現在の情報だけでは主要因がどちらであるかははっきりしないということを述べた。外側で冪がソフトになることはわかっているため、照射域中心におけるスペクトルの冪を決定することが重要である。

以上の理由から、時間分解能が高く、広い有効面積を持つ検出器を展開することが望ましい。GROWTHチームは2015年から石川県金沢市に検出器を多点配置する計画を進めており、まだ全て配置されていないものの、数点で観測を開始している。これらの検出器はmsの時間分解能をもち、さらに、櫻井研究室から借用した大面積BGOシンチレータを用いることができたため、現状ではdaq0Aのシールド検出器に匹敵する有効面積を備えている。今後、継続的に検出器を展開・拡張してゆくことができれば、数年以内には再び大統計イベントが観測されるなどして、ここまでに提示した謎が解けるであろう。

### 6.3.3. 高度の観測

以上の観測を全て行ったとしても、サイズと強度の相関の主要因が高度によって説明できるという説に関しては結論が出ない。これに関しては高度を独立に測ることがどうしても必要である。

高度を測るには、三角測量の原理を用いて2点からガンマ線の到来角を観測すればよい。ただし、雷雲が移動することを考慮すると、装置は1点に簡略化できる。すなわち、ガンマ線到来方向の角速度と風速を対応付けることで高度が決定可能である。従って、方向感度のある検出器を一台設置



## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

し、その到来角観測と5.1.2項で述べた気象レーダーによる風速推定、もしくは5.1.3項で述べたMPによる風速推定を組み合わせることで、高度が決定できるはずである。

本論文では、ガンマ線の平均到来方向を $30^\circ$ の精度で検出できるdaq0Aを用いて方向検出を試みたが、いずれの大統計イベントでも有意な傾きが検出されないという結果に終わった。これは、角度分解能が不足していたか、到来するガンマ線の到来角が広くばらけていて、平均到来方向があまり変化しなかった可能性を示唆している。従って、ガンマ線をコリメートして角度分解能を上げ、広い有効面積により十分な統計を稼ぐことが重要である。

この観測にふさわしい新しい検出器がGROWTHチームによって開発され、すでに2016年度の観測に投入され、現在も観測を継続している。先程と同じく、櫻井研究室から借用したdaq0Aと同等の大有効面積をもつBGOシンチレータを8つ用いて、ガンマ線の到来天頂角が東西南北に $\pm 30^\circ$ 傾いた際に検出強度が最大となるよう、それぞれのシンチレータに鉛スリットによるコリメートがなされている。これにより、ガンマ線の到来角がどの程度バラけていたかライトカーブ解析によって明らかにすることができ、その情報を元にガンマ線の真の到来角が再構成できる。放射源がおおむね点源状であれば、本論文中で述べた風速推定の方法と組み合わせ、高度が決定されるはずである。本論文執筆中、まだ柏崎ではイベントは検出されていないが、今冬は2014年度のような気象の荒れた年になると予想されている。イベントの検出が楽しみである。

### 6.3.4. 電場の観測

6.1.4項で指摘したとおり、電子の加速領域はLPCRの真上である可能性が強く示唆された。各雷雲の電荷構造と雷雲ガンマ線の放射源を対応付けるためには、例えば電場観測アレイなどによって各雷雲の電荷分布を測る技術の確立が必要がある。電場は周辺のあらゆる構造物(電線、木立、建物など)によって大きな影響を受けるため、これは非常に難しい観測であり、大気電気学の発展が待たれる。

一方で、すでに完成している新しい技術もある。Lightning Mapping Array (LMA)と呼ばれる干渉計の一種があり、ダイポールアンテナによって放電が進んだ位置と移動した電荷量を、電波の到達時刻差から決定することができる。ステップリーダーと呼ばれる、小さな段階的な放電も捉えることができ、空間中に数cmの精度でその電荷解放分布を描くことができる。日本国内ではWangらが2015年に最初の観測を行った [31]が、装置が高価なため継続的な観測はまだなされていない。その観測結果から電場の変動量を再構成することが試みられており、数百msかけて、ゆっくり電場が変動していく様子が示された。6.1.2項で指摘したとおり、放電と同期して瞬間的に途絶が生じるイベントが存在する。このイベントについて土屋らは放電より放射の停止が800 ms先立っていたことと、ガンマ線の観測地点と放電の生じた地点間が数kmの隔たっていた理由を「電場変動が放射源から放電地点へ伝搬していったため」と推測している [24]。2010年当時、もし

### 6.3. 次世代観測への提言

柏崎にLMAがあれば、具体的にどこでどのように電場が変動したのか観測することができ、ロングバーストが維持されている時の電場強度に定量的な制限をつけることができたはずである。今後も観測は続くため、再度同様のイベントが発生する機会に備え、原発の避雷といった観点からも柏崎にLMAが展開される日が待たれる。

## 6. 観測に基づく雷雲ガンマ線の特徴

## 7. 結論とまとめ

近年報告されるようになった「雷雲ガンマ線」の起源は、雷雲中の強電場によって加速された電子の制動放射であると考えられている。本研究では、これらのうち数十秒にわたる継続時間を持つ「ロングバースト」に注目してその諸性質を調べた。

我々は、GROWTH実験と称してこれまで10年にわたって新潟県柏崎市で雷雲ガンマ線を観測し、27個のガンマ線増大事象を捉え、そのうち19個のロングバーストを解析した。まず特に明るかった2つの大統計イベントを詳細解析することで、照射域がどのような特徴をもつか調べた。そこで得られた枠組みの中で、他の17個のイベントがどう解釈されるか論じた。これらをパラメータ化し、幾つかの相関を導いた。また、イベント発生時における気象レーダーを解析し、照射域のサイズの推定に用いた。以下に本研究によって得られた結果をまとめる。

1. 2014年度に新たに投入した検出器はGROWTHの全イベント数の1/4を超える8個のイベントを捉えた。これは検出器が大きいこと、及び、雷雲活動が活発な年だったためである。
2. 19個のロングバーストはガウス型、ふたこぶ型、瞬間途絶型、突然開始型に分類でき、全てガウス型と別の効果の組み合わせで説明できることを初めて指摘した。
3. ロングバーストの照射域のサイズはおおむね1 km程度で、サイズが500 mより小さいロングバーストは8個のうちひとつも検出されなかった。
4. ロングバーストの照射域の広がり観測のみから初めて定量化した。そのサイズは1例では東西に $675 \pm 54$  m、南北に $966 \pm 29$  mと異なる広がりを持ち、円形ではないことを示した。もう1例では東西で $751 \pm 67$  m、南北で $829 \pm 12$  mとほぼ等しい値を示した。これはイベントによって照射域の形状が異なることを意味する。
5. 大統計イベント20141202の降雨と雷雲ガンマ線の関係に着目することで雷雲構造と放射源を対応付け、放射源が雷雲の降雨域よりも先行しており、サイズも小さいという事実を初めて示した。これは雷雲ガンマ線の放射源がLPCRの上方に対応する可能性を示唆する。
6. 照射域のサイズが、ライトカーブのピークにおける強度と逆相関する観測的事実を発見した。

## 7. 結論とまとめ

7. ロングバーストのスペクトルの冪は $-2$ から $-1$ の間の値をとり、従来の観測結果と同様であることを確認した。
8. 照射域の中心に近づくほどスペクトルが硬くなる事実を初めて観測に基いて示した。これは従来から予想されていた効果であり、雷雲ガンマ線の起源が制動放射であることを示唆する新たな傍証である。
9. 放射の起源が鉛直下向きの電子ビームと仮定した単純ビームモデルを検討し、衝突径数と高度を変えることで照射域のピーク強度とサイズの逆相関が説明できる可能性を指摘した。
10. 単純ビームモデルによる照射域の再現を試みた。ガンマ線の広がり・冪の分布を同時に再現できる高度は存在しなかった。従って、電子ビームの開口角や水平広がり、電子スペクトルといった別のパラメータに手を加えて精密化した電子ビームモデルが必要である。
11. より正確な電子ビーム形状を観測するために衝突径数と高度の観測が重要であることを述べた。衝突径数の観測には従来より密な検出器アレイと、大面積の検出器による観測が重要である。また、高度を直接観測するためには今回よりも高い角度分解能のある検出器が必要である。モンテカルロ・シミュレーションをさらに精密化し、これらの観測を説明できるパラメータを見つけることができれば、電子ビームの形状を推定することができる。これと電場観測を組み合わせれば、雷雲中の電子加速に対する理解が飛躍的に進む。

# 謝辞

本論文は、私が博士後期課程に在学中の4年間の研究をまとめたものである。これにあたり多くの方にお世話になった。まず、私が博士課程に進学して以来、4年にわたり熱心なご指導を下さったのみならず、個人的な相談にも辛抱強く付き合ってくくださった指導教員の中澤知洋先生に厚く感謝を申し上げたい。また、博士課程に進学する際、研究分野を変えるという決断をした私を快く受け入れてくださり、熱心にご指導くださった牧島一夫先生に感謝を申し上げたい。

約十年にわたって辛抱強くGROWTHの観測を継続されてきた土屋晴文氏には大変お世話になった。特別に感謝を申し上げたい。氏の観測があったからこそ本論文で示したロングバーストの描像を確立することができた。研究をすすめる上で数多くの助言と励ましをいただいたことにも厚く感謝を申し上げたい。

本論文をシミュレーションを含む形に仕上げる上で、沢山のシミュレーション結果をまとめてくださったうえ、校正・査読に協力してくださった古田禄大氏に感謝を申し上げる。検出器の設置や停電・地震対応などでご協力いただいた東京電力および同所属の押見克弘氏に感謝を申し上げる。2014年度に検出器を製作する上で、ソフトウェア構築において多大な貢献をいただいた湯浅孝行氏に感謝を申し上げる。GROWTHの立ち上げ時に東京大学の検出器建屋を建設してくださったほか、数々の助言を下された榎戸輝揚氏に感謝を申し上げる。

私なりに解析の方針を決定づけるにあたって貴重な助言をくれた友人の一戸悠人君にも感謝を申し上げる。博士進学後の心の平穏を保つ上でたいへんお世話になった友人の柴田大輝君、千秋元君に感謝したい。また、折にふれて数々の助言を下された研究室の方々にも感謝を申し上げたい。そして、本研究を進めるうえで私の意志の持続を助けてくださった両親に感謝する。

本研究は日本学術振興会科研費 24740183、15K05115、20126163、およびDC2の支援によりなされた。

## 7. 結論とまとめ

# 付録





# A. イベントサーチ用のビン幅の決定方法と数学的根拠

FWHMがそのまま最適なビン幅として採用できることは以下のように正当化される。図A.1の赤線は、 $\sigma = 10$ の片側ガウシアンと、そのピークと同じ強度をもつBGD(青直線)の和である。これを積分することで、イベント時間帯にあるビンに入る全フォトンカウント数 $N$ を計算する。このうち、信号に相当するガウシアンに由来するカウント数を $S$ とし、BGDに起因するカウント数を $B$ とすると、ある積分領域すなわちビン幅 $w$ を選択したときの有意度 $\sigma(w)$ は

$$\sigma(w) = \frac{S(w)}{N(w)} = \frac{S(w)}{\sqrt{S(w) + B(w)}} \quad (\text{A.1})$$

と計算される。これを青曲線で示した。 $\sigma(w)$ が最大化されるのは $w \sim 16$ のときである。このときFWHMは23.5であり、ビン幅をこの大きさにとると、 $\sigma(w)$ の最大値に対して90%以上の有意度となることが読み取れる。従って、ビンの境界がガウシアンを中心となる場合は、FWHM程度のビン幅を取れば有意度はほぼ最大化される。

ビンの境界がガウシアンを中心と一致しない一般の場合について考えると、 $S(w)$ が最大化されるのはビンの中心とガウシアンが一致した場合であるため、そこからずれるほど有意度は低下することが予想できる。ビンの境界がガウシアンを中心をまたいでさらにずれると、今度は隣のビンの有意度が増加する。全ての中で最大の有意度をもつビンの有意度が最低になるのは、ガウシアンが隣り合う2ビンに等分された場合、すなわちビンの境界がガウシアンを中心と一致した場合である。従って、上記でグラフを用いて示した状況は最も有意度が低くなる場合に相当する。従って、ガウシアン状の信号に対し、FWHM程度のビン幅をとればビンの配置が最悪な場合に最も高い優位度が得られ、そこよりずればさらに高い優位度が得られる。

A. イベントサーチ用のビン幅の決定方法と数学的根拠

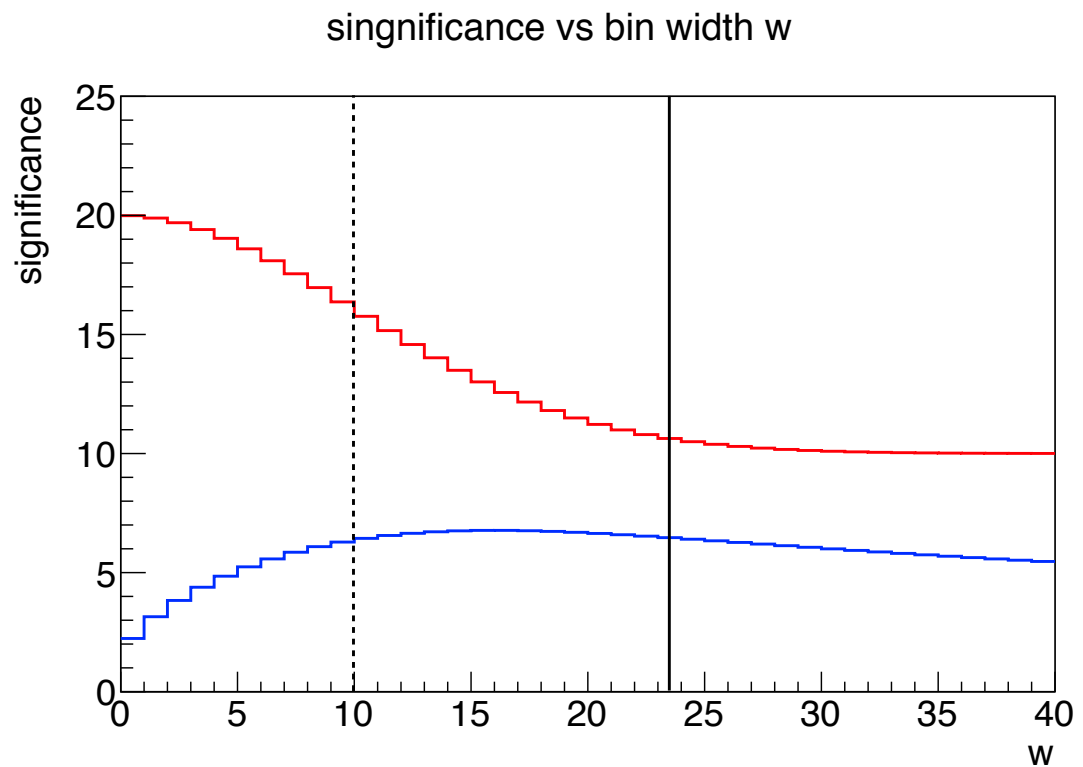


図 A.1.: 赤線: ピーク強度10、幅( $\sigma$ )10のガウシアンと強度10のBGDの和。信号に相当するガウシアンとピーク強度と同じ強度である。青線: ビン幅を $w$ にとった際に得られる有意度。黒点線:ガウシアン $\sigma$ を表す。黒線: FWHMを表す。

## B. daq0A(シールド)のオフセット決定について

図B.1は、daq0AのBGOシールドのスペクトルに対して、1.46 MeVおよび2.62 MeV輝線のフィットをもとに、フィットが正しく収束しなかった場合も含め、オフセットを通期にわたって求めた結果で、点が飛んでいる箇所が1.46 MeV輝線のフィットが発散した時間である。これらの時間帯を無視すれば、ゲインは気温に伴って変動している一方、オフセットは基本的に同じ値を維持している様子が読み取れる。そこでフィットの系統的なずれを回避するためにオフセットを固定した。

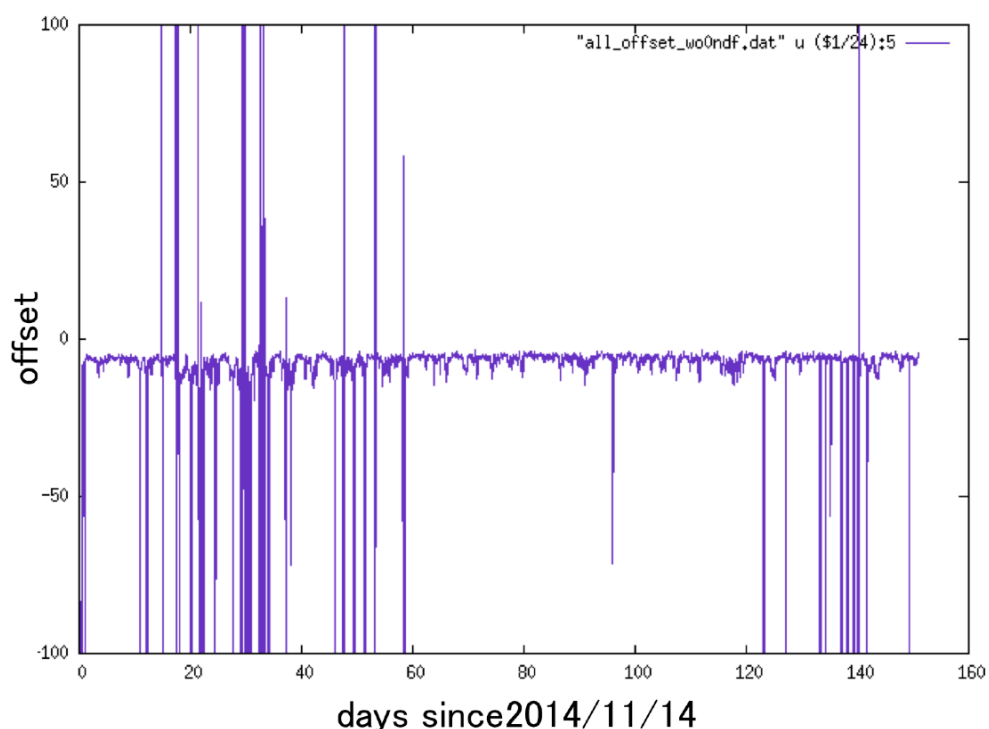


図 B.1.: 2014年度のdaq0Aの通期(2014年11月14日から2015年04月14日まで)にわたるオフセット変動。1.46 MeV輝線のフィットが発散した場合を含む。

## B. *daq0A*(シールド)のオフセット決定について

ここでオフセットの固定値を求めるため、まずフィット値が発散した時間帯を除外する。 $\chi^2$ 値に閾値を与え、発散を除外した場合のオフセットの分布を描くと図B.2のようになった。閾値は分布の形がガウシアンに十分近づく1.5を採用した。

これをガウシアンによりフィットし、センター値 $-5.7$  chを得た。これがオフセットの固定値となる。これを四捨五入し、 $-6$  chをオフセット値と定め、以降は $1.46$  MeV輝線のフィット結果を用いずにエネルギーキャリブレーションを実行した。

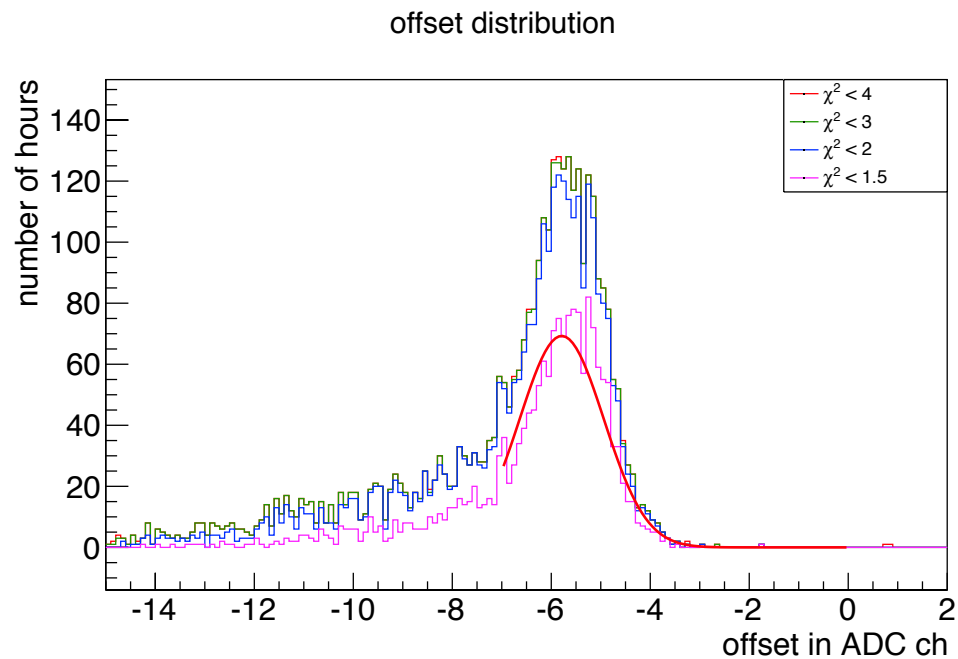


図 B.2.: オフセット値の分布。1.46 MeV輝線のフィット結果の $\chi^2$ 値に対して、赤:  $\chi^2/\text{ndf} < 4$ 、緑:  $\chi^2/\text{ndf} < 3$ 、青:  $\chi^2/\text{ndf} < 2$ 、マゼンタ:  $\chi^2/\text{ndf} < 1.5$ の時間帯の分布。

## C. daq1のオフセット決定

4.2.2項で、降水量が増加するとオフセットが減少する様子を示し、これがRn washoutにより連続成分の形が変化し、ラインセンターの位置に系統誤差を生じたことが理由であると述べた。daq1において主に影響を及ぼすのは2.62 MeV輝線である。降水時には近傍の2.20 MeV輝線が増大し、これを無視した場合にラインの左側で連続成分が持ち上がり、ガウスフィットによるセンターADC値が高めに出る傾向が見られた(図C.1)。一方1.46 MeV輝線の付近には連続成分を歪めるようなラインはなく、フィット結果は安定しているため、ADC-MeV空間で2つのラインを通る直線を引くと、1.46 MeV輝線を梃子の支点として切片が相対的に減少し、降水量と逆の相関を示す事実が説明される。

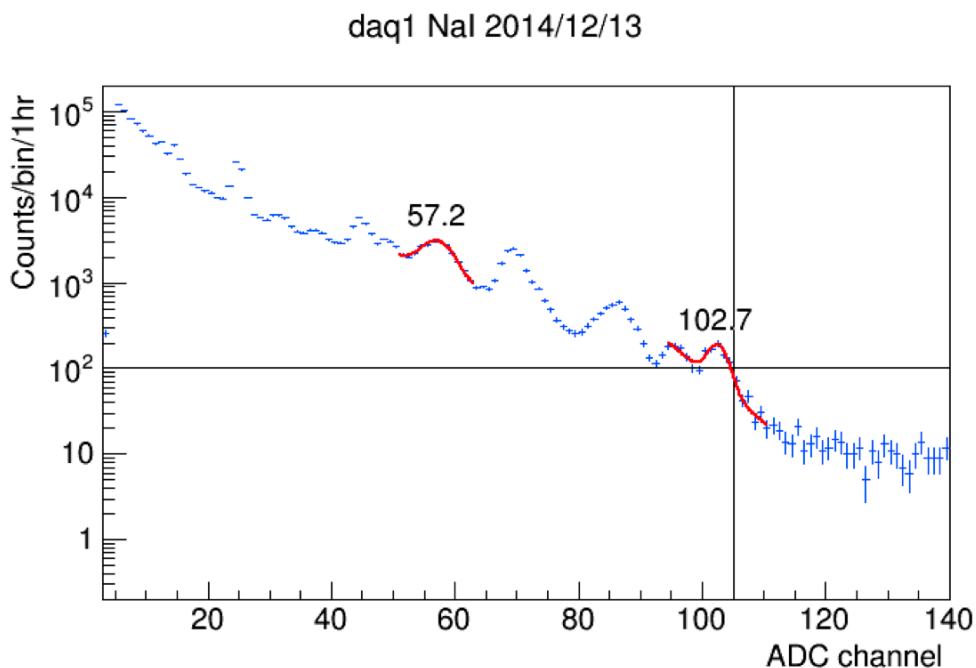


図 C.1.: 2014年12月13日のdaq1(NaI)スペクトルのフィッティング結果。60 ch、100 ch付近のラインがそれぞれ1.46 MeV、2.62 MeVラインである。1.46 MeVラインはあまりBGD変動による影響を拾っていないが、2.62 MeVラインのフィット結果は隣の2.2 MeVラインを連続成分とみなしたフィットにより、右に偏っている。

### C. daq1のオフセット決定

こうした降雨の影響によるオフセットの変動は、図4.11(中段)によれば最大で2 chにも達しており、これをゲインの不定性に焼きなおすと、(1.46 MeVラインを支点とするでこの原理で)3 MeV付近で15%程度の不定性をもたらすため、以降の解析に支障をきたす。そこでオフセットを固定し、安定してフィットできるラインのみをキャリブレーションに用いることが適切である。いま論じているdaq1の場合では、1.46 MeVラインしか用いることができないため、 $E(\text{ADC})$ を解くためにはもうひとつエネルギーとADC値が分かっている「座標」が必要である。そこで、オフセットのADC値そのものを0 MeVとして用いることにする。この「真のオフセット値」を求めるため、降雨がなく2.62 MeVラインに系統的な不定性が乗らない際のオフセットを調べ、そのバラつきが小さいことを保証しておくことにする。

カウントレートが160 count/s以上の時間帯を除去することで降雨の影響を取り除き、図4.11の中段をy射影することにより、図C.2に示すオフセットの分布を得た。この図によれば、オフセット分布は中心値は1.48、幅が0.13のガウシアンでよく説明できるので、このバラつきを統計的な不定性と見なすことにすれば、その大きさは3 MeVでも1 ch以下となり、1%以下に抑えられる。以上の結果より、以降の解析ではdaq1のオフセットの値は常に1.5 chであると仮定する。

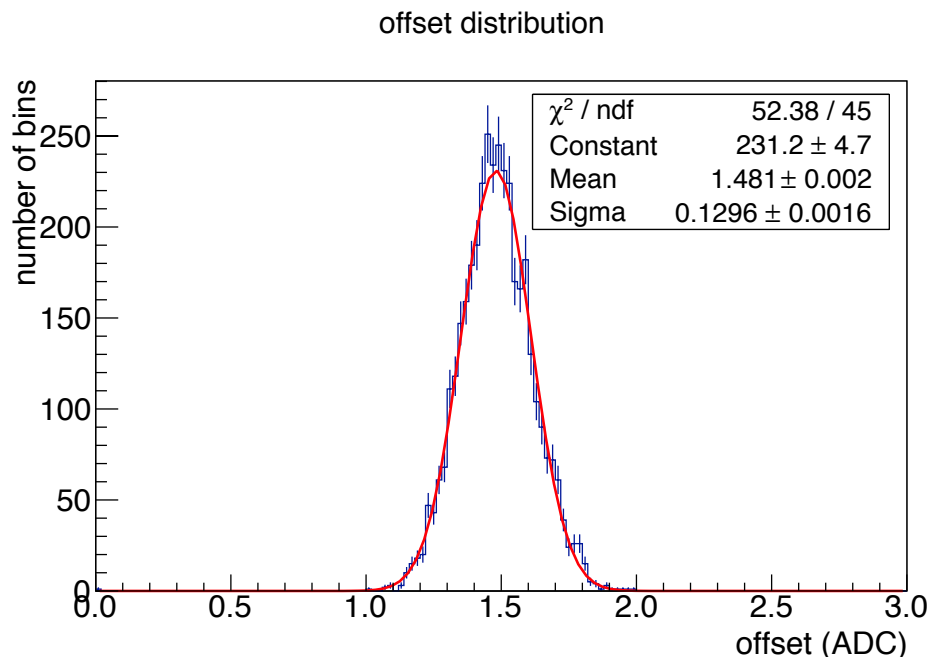


図 C.2.: 2014年度の全域を対象とし、降雨中であると解釈できるカウントレートが160 count/sとなる時間帯を除いたときの、オフセット値の分布。赤線はガウシアンによるフィット。黒枠内にその結果を数値で示した。

## D. 353QHの実行回数の決定について

通期にわたって各ビンの有意度の分布を描いたとき、その分布の幅がポアソンゆらぎより小さい場合は、BGD変動による不定性を過大に推定していることになる。逆に分布の幅が大きければ、BGD変動を過小に評価していることになる。353QHの実行回数を増やしていったとき、ある時点で有意度分布の幅がポアソンゆらぎと同等になる回数が存在する。この状況を図D.1に示した。実行時間が許容できる範囲で試行した中では、フィルタリング回数が $10^5$ のとき最もポアソン分布に近づく。本論文ではこの回数フィルタリングしたものをBGDの推定ライトカーブとして採用した。

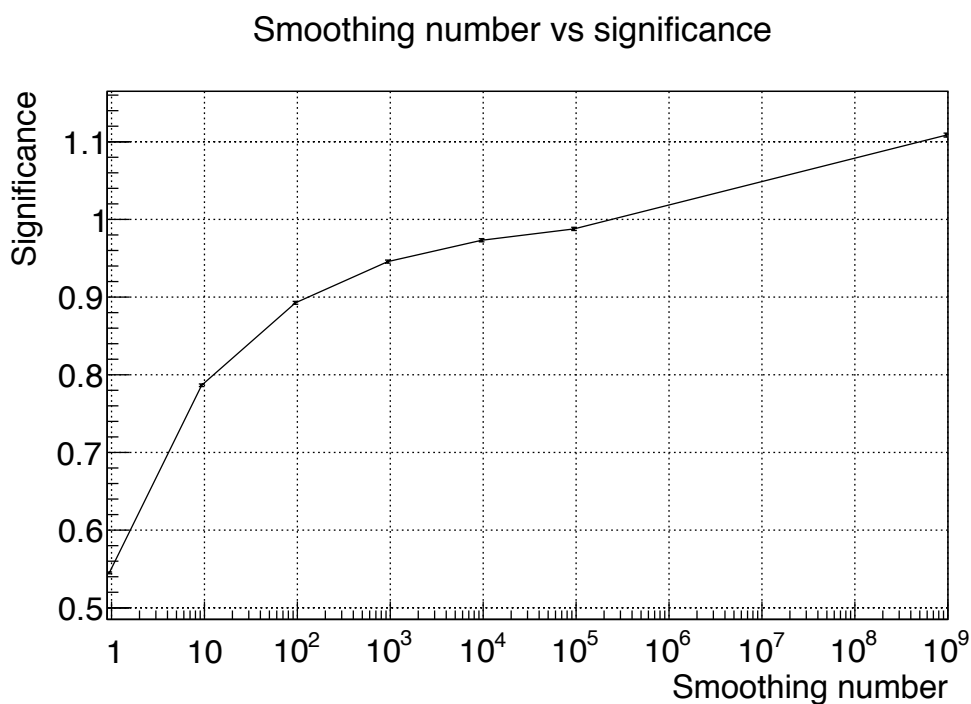


図 D.1.: ポアソン分布に対する有意度分布の幅(縦軸)の変化を、フィルタリング回数(横軸)に対して示した。



D. 353QHの実行回数の決定について

## E. 風速の推定ランクについて

風速が読み取りやすかった場合(ランクA)における気象レーダーの例を図E.1、読み取りにくかった場合(ランクB)の例を図E.2に示す。

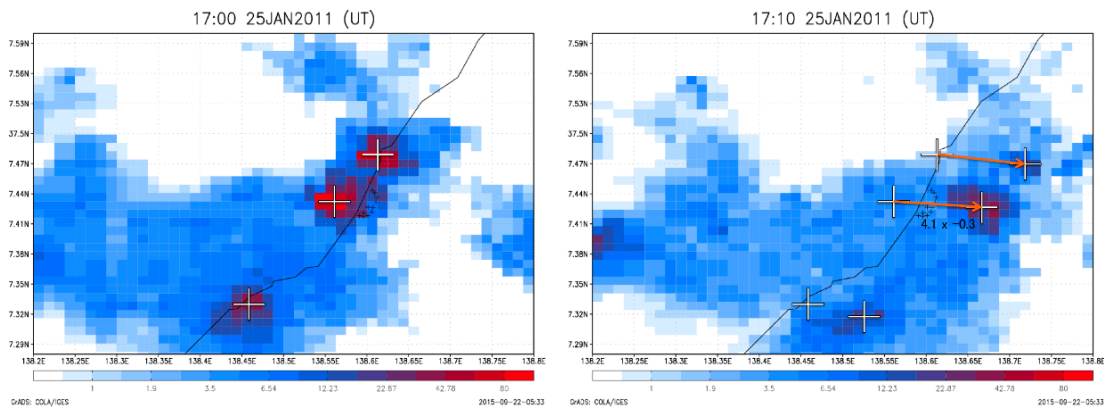


図 E.1.: 20110125の前(左)と後(右)の柏崎周辺の気象レーダー図を、風速が読み取りやすい場合の例として示した。

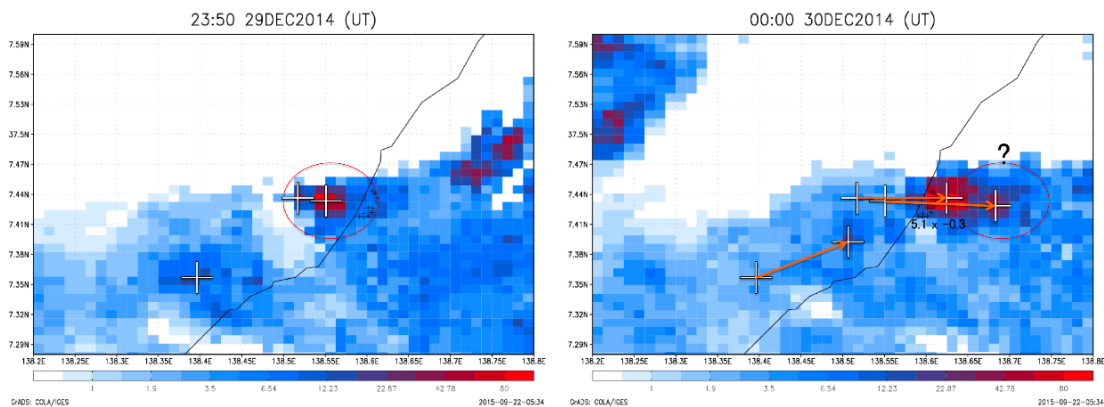


図 E.2.: 20141229bの前(左)と後(右)の柏崎周辺の気象レーダー図を、風速が読み取りにくい場合の例として示した。

## E. 風速の推定ランクについて

## F. MPカウンtrateが直接比較できると考えられる根拠

各MPはすべてサイズが同一の高さ2 inch、直径2 inchの円筒形NaI(Tl)を用いている。また、3.4節で述べたように50 keVから3 MeVまでのガンマ線カウンtrateを記録できるよう校正されている。校正状況に関して東京電力に依頼して入手した仕様書から、強度に関係のある項目を引用すると

1.  $-10^{\circ}\text{C}$ から $+45^{\circ}\text{C}$ において線量率変動が $\pm 3\%$ 以内であること。
2. 定められた線源配置において、指示線量率が直線 $10\%$ 以内であること。
3.  $^{137}\text{Cs}$ 由来の662 keVの出力波高に対して $\pm 2\%$ 以内であること。
4. エネルギー分解能は $9\%$ 以内であること。
5. 透過率校正定数の中心値に対して、50–100 keVの範囲でエネルギー補償特性が $10\%$ 以内で、100 keV–3 MeVの範囲では $3\%$ 以内であること。

が要求されている。項目2により、東京電力は $10\%$ の精度でカウンtrateが一致することを要求していることが読み取れる。なお、項目3で $\pm 2\%$ を要求しているエネルギー較正がいずれのエネルギーにおいても成り立っているとすると、雷雲ガンマ線の冪が本文で結論されたように約 $-1.5$ であった場合、カウンtrateに最も影響を与えるのはエネルギーの下限であり、ゲインが $2\%$ 下がった時とそうでない時のカウンtrate比は

$$\frac{\int_{50\text{keV}\times 98\%}^{\infty} x^{-1.5} dx}{\int_{50\text{keV}\times 102\%}^{\infty} x^{-1.5} dx} = \sqrt{\frac{102}{98}} = 100\% + 2\% \quad (\text{F.1})$$

となる。従って、これは項目2の $10\%$ の不定性に対して無視できることが分かる。以上の議論に基づき、一定のフラックスに対する応答は $10\%$ の不定性において共通であると判断できる。

F. MPカウントレートが直接比較できると考えられる根拠

## G. 検出器応答の除去

検出器の応答を調べるため、シミュレーション上で特定の冪のパワーロースペクトルをもつガンマ線を発生させ<sup>1</sup>、検出器側での冪がいくつになるか求める。この対応関係を逆に解き、元の入射ガンマ線の冪を推定し、簡易的に検出器応答を抜く。また、有効面積を調べるため、適切なエネルギー帯域における入射ガンマ線と観測されるガンマ線の比を求めることで、ガンマ線フラックスを推定する。本項では、その過程と結果について述べる。

### G.1. 冪の補正

シミュレーションは以下に述べる条件で実行され、その結果は脚注で述べたドキュメントにまとめられている。本論文では、その内容を用いる形で検出器応答の除去を行った。Geant4を用い、計算機内でBGOシールド(daq0A)、3 inch NaI円筒(daq1)、3 inch NaI球(daq0B)、3 inch CsI球(daq0B)を構築し、これに真上からガンマ線を照射した。ガンマ線は太さが20 × 20 cmの平行ビームとし、スペクトルは−1.0、−1.5、−2.0の三通りの冪をもつパワーローに従うよう設定した。

冪の選択基準は、実際に観測された冪が−2から−1の間であったことから、この領域で非線形性がないことを確認するために等間隔に3点を選ぶこととした。こうして生成した入力スペクトルと出力スペクトルを、それぞれ0.5–6 MeVの帯域においてパワーローでフィットした。図G.1にその例を示す。

以上のフィットにより3 inchのNaI球、3 inchのNaI円筒、12 cm角のBGOシールドについて、冪の入出力関係が得られた。これらを横軸を入力冪、縦軸を出力冪にとってプロットしたものをG.2に示す。出力の冪は入力冪に対してほぼ直線的に並び、おおむね冪が0.2ほどソフトに(軟らかく)なる傾向が見られる。そこでこの関係を1次関数でフィットした。このフィットにより得られたパラメータを、入力冪を $I_i$ 、出力冪を $I_d$ として

$$I_d = a \times I_i + b \quad (\text{G.1})$$

とし、表G.1に $a$ と $b$ の値として示した。これを誤差伝播込みで逆に解き、 $I_i$ の誤差を $\delta I_i$ などと表せば

$$I_i = \frac{I_d - b}{a} \quad (\text{G.2})$$

$$\delta I_i = \frac{\delta I_d}{a} \quad (\text{G.3})$$

---

<sup>1</sup>2017年1月23日古田報告

## G. 検出器応答の除去

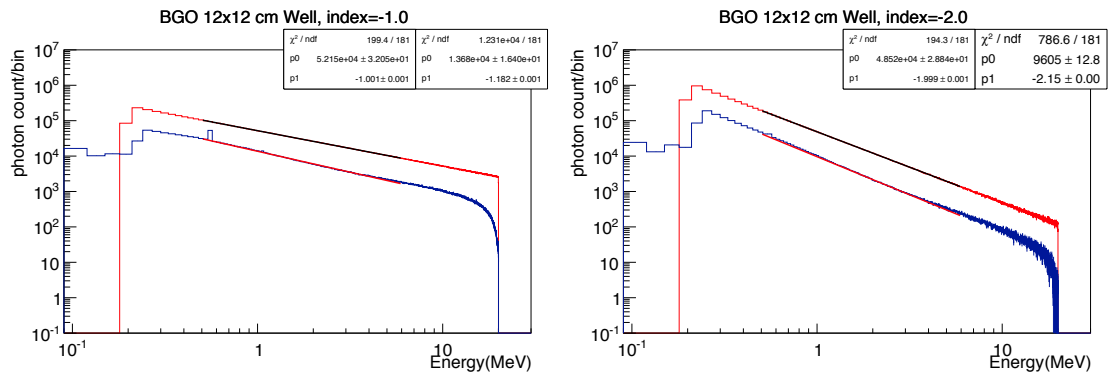


図 G.1.: daq0AのBGOシールドにパワーロースペクトルをもつガンマ線を当てた際の入力スペクトル(赤)と出力スペクトル(紺)、およびそのパワーローによるフィット(黒の直線と赤の直線)。左は冪が $-1$ の場合で、右は冪が $-2$ の場合。

を得る。これを用いて冪を観測値から物理的な値へ補正した。

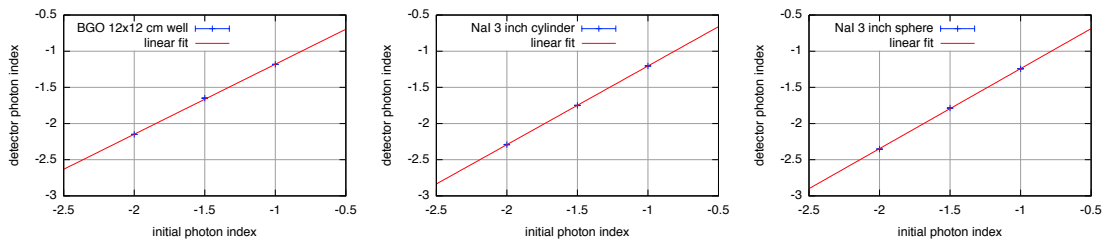


図 G.2.: 横軸を入力スペクトルの冪、縦軸を出力の冪として示した、冪の入出力関係。左: daq0AのBGOシールドの場合。中: daq1のNaI円筒の場合。右: daq0BのNaI球の場合。

## G.2. 有効面積とガンマ線フラックスの推定

有効面積は、入出力スペクトルを3–10 MeVの領域で直接積分してカウント数を得た際の比と、ガンマ線ビームの太さから求める。下限を3 MeVとした理由は、本論文ではRn washoutを避けるために3 MeV以上の帯域を用いてカウントレート解析を行っており、これと基準を一致させるためである。上限を10 MeVとしたのは、実際の観測においては10 MeV以上のガンマ線は非常に少なく無視できるためである。

一般に有効面積は冪によって変わる。従ってこれを不定性として考慮する必要がある。実際のイベントでは、ほぼ半数がRn washoutに起因する大きな不定性のために冪が決まらない程度に暗い。そのようなイベント

## G.2. 有効面積とガンマ線フラックスの推定

表 G.1.: 冪の補正関数の係数。

検出器	$a \pm \delta a$	$b \pm \delta b$
daq0A BGOシールド	$0.978 \pm 0.011$	$0.212 \pm 0.018$
daq1 3 inch NaI円筒	$1.0873 \pm 0.0019$	$0.117 \pm 0.003$
daq0B 3 inch NaI球	$1.106 \pm 0.014$	$0.135 \pm 0.019$

でも、5.3.5項で論じた通り、冪は $-1$ から $-2$ 程度の値をとると考えられる。従って、この領域における有効面積を調べれば十分なため、前節と同様、 $-2, -1.5, -1$ の3つの入力冪の場合について有効面積を求めた。その結果を表G.2に示す。誤差はカウント数に対するポアソン誤差として求めた。冪が小さい(スペクトルが軟かい)ほど有効面積が小さい傾向が見られる。これは、3 MeV以上ではエネルギーが高くなるほど対生成の確率が増大し、有効面積が大きくなるためである。

表 G.2.: 検出器・冪による有効面積( $\text{cm}^2$ )。

検出器\冪	$-2.0$	$-1.5$	$-1.0$
daq0A BGOシールド	$68.16 \pm 0.28$	$74.92 \pm 0.2$	$83.4 \pm 0.12$
daq1 3 inch NaI円筒	$21.24 \pm 0.16$	$23.291 \pm 0.097$	$26.784 \pm 0.072$
daq0B 3 inch NaI球	$15.32 \pm 0.12$	$17.16 \pm 0.08$	$19.744 \pm 0.064$

例えばdaq0Aの場合、有効面積は $68.16\text{--}83.4 \text{ cm}^2$ の間の値を取る。従ってこの中央値を、系統誤差をもつ有効面積の値

$$75.8 \pm 7.6(\text{sys.}) \text{ cm}^2 \quad (\text{G.4})$$

とする。統計誤差は系統誤差に対して無視できる。各検出器の有効面積 $A_E$ と系統誤差 $\delta A_E$ を同様に求め、表G.3に示した。

表 G.3.: 各シンチレータの有効面積。

検出器	有効面積( $A_E$ ) $\pm$ 系統誤差( $\delta A_E$ )
daq0A BGOシールド	$75.8 \pm 7.6$
daq1 3 inch NaI円筒	$24.0 \pm 2.8$
daq0B 3 inch NaI球	$17.5 \pm 2.2$



## G. 検出器応答の除去

本論文では、この値 $A_E$ を用いて、ガンマ線カウントレート $C$ からガンマ線フラックス $f_\gamma$ とその誤差 $\delta f_\gamma$ を

$$f_\gamma = \frac{C}{A_E} \quad (\text{G.5})$$

$$\frac{\delta f_\gamma}{f_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\delta A_E}{A_E}\right)^2} \quad (\text{G.6})$$

により推定する。

## H. 全てのイベントのライトカーブ

図H.1から図H.29に、2015年以前にGROWTHで観測された全てのイベントのライトカーブを、ロングバーストの場合はビン幅6 sで、ショートバーストの場合はビン幅1 sで示す。

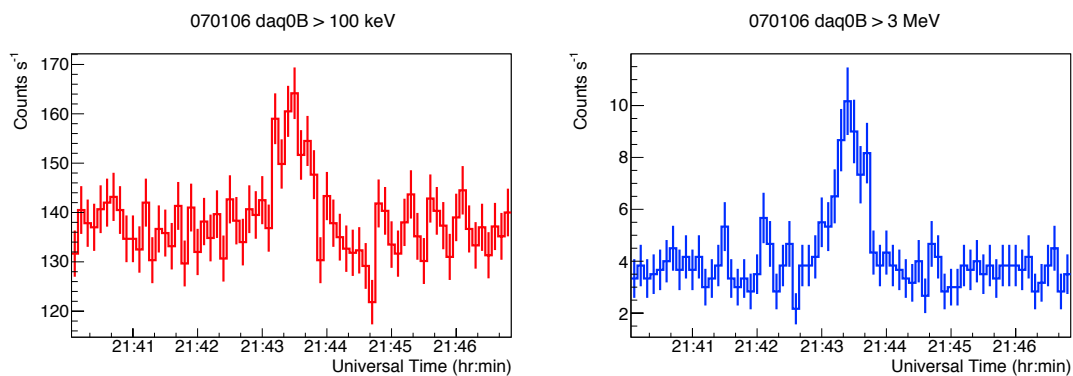


図 H.1.: 20070106のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

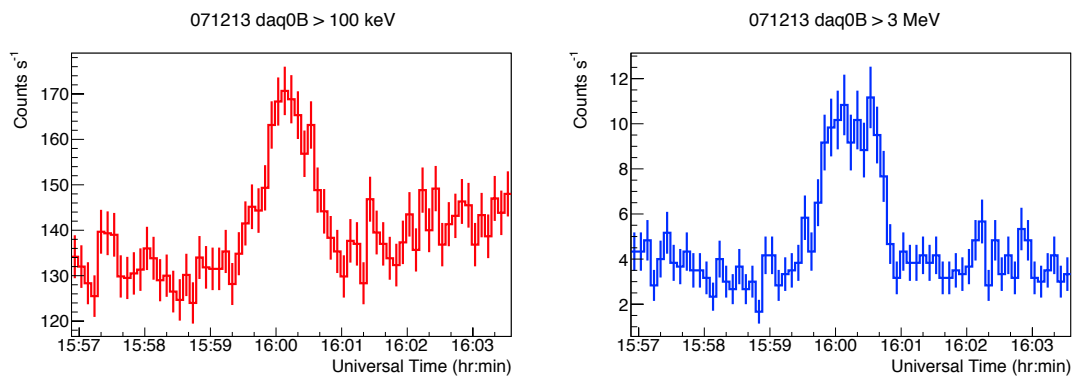


図 H.2.: 20071213のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

## H. 全てのイベントのライトカーブ

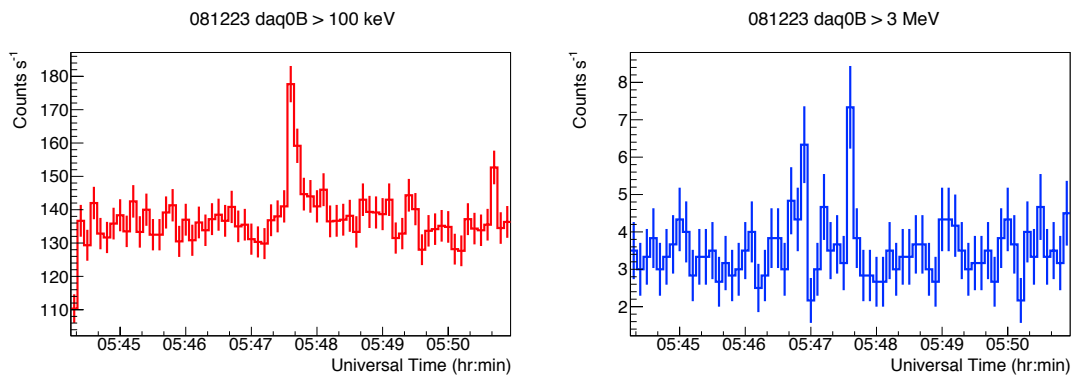


図 H.3.: 20081223のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

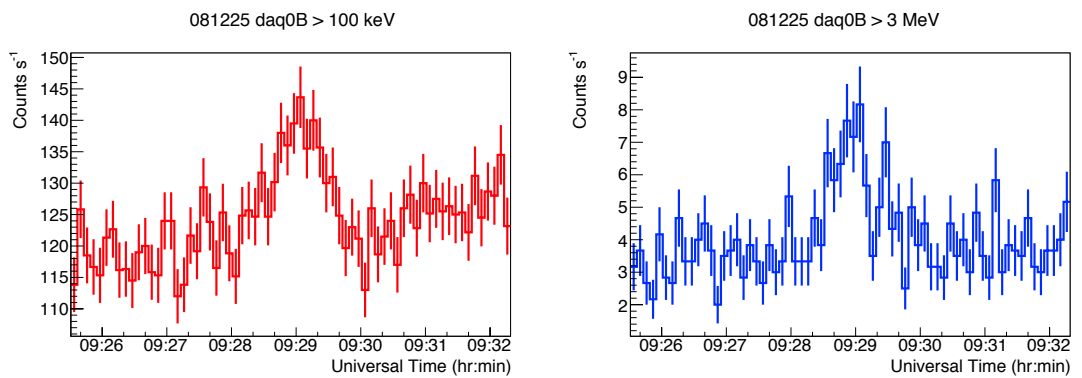


図 H.4.: 20081225のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

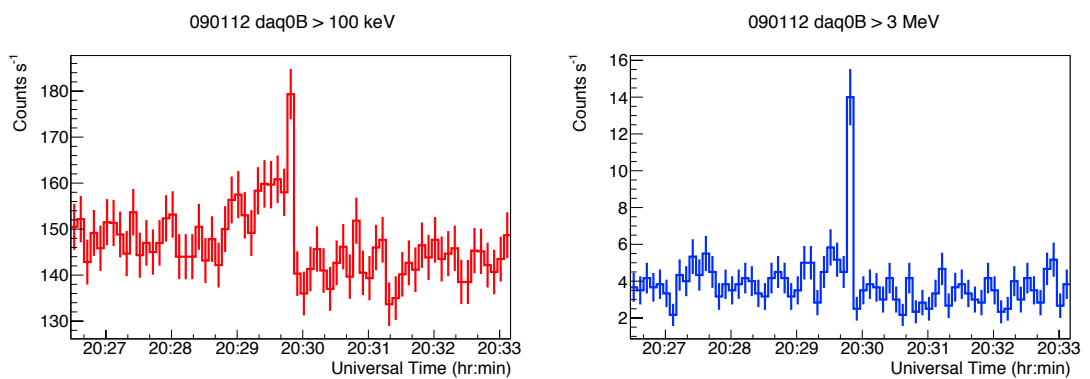


図 H.5.: 20090112のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

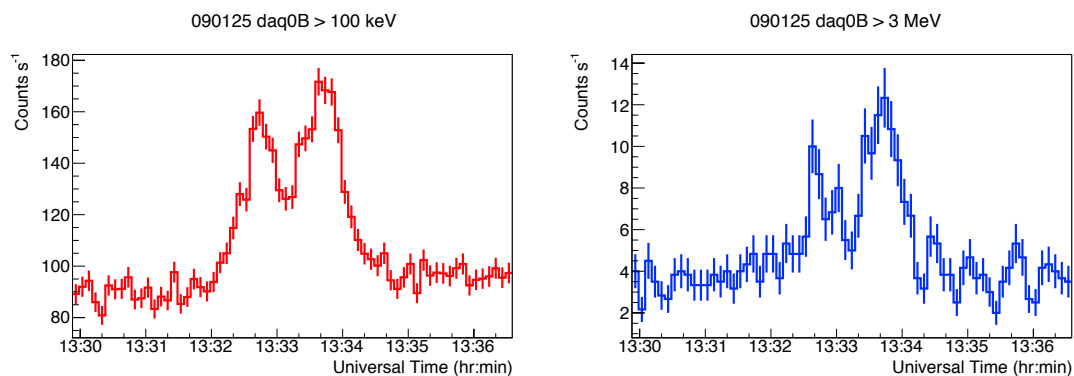


図 H.6.: 20090125のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

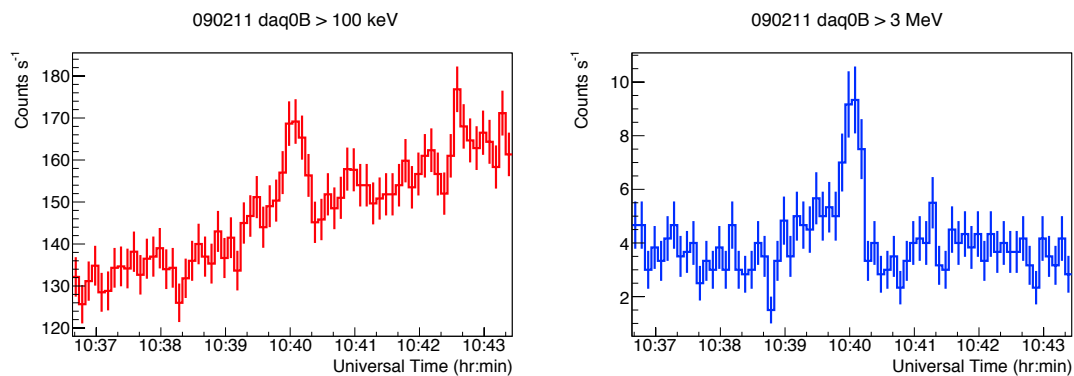


図 H.7.: 20090211のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

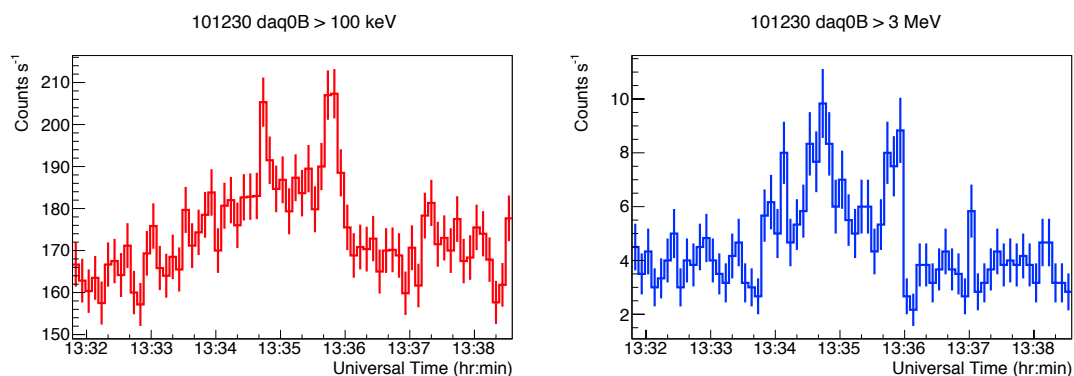


図 H.8.: 20101230のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

## H. 全てのイベントのライトカーブ

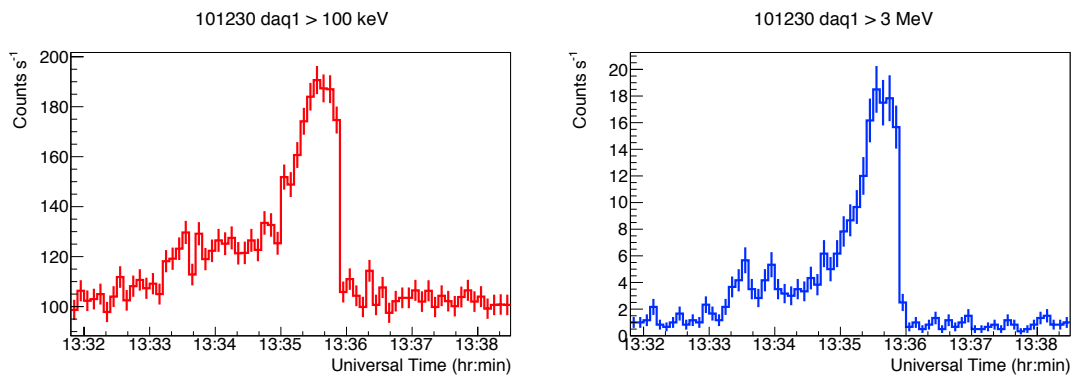


図 H.9.: 20101230のdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

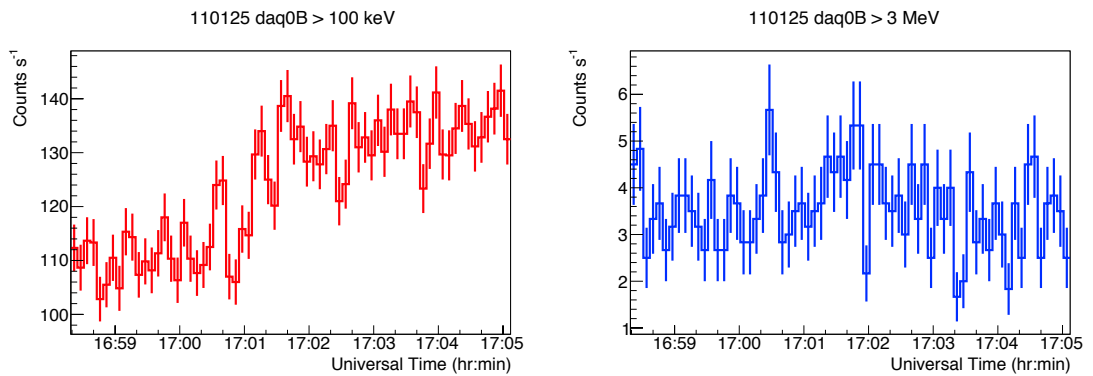


図 H.10.: 20110125のdaq0BによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

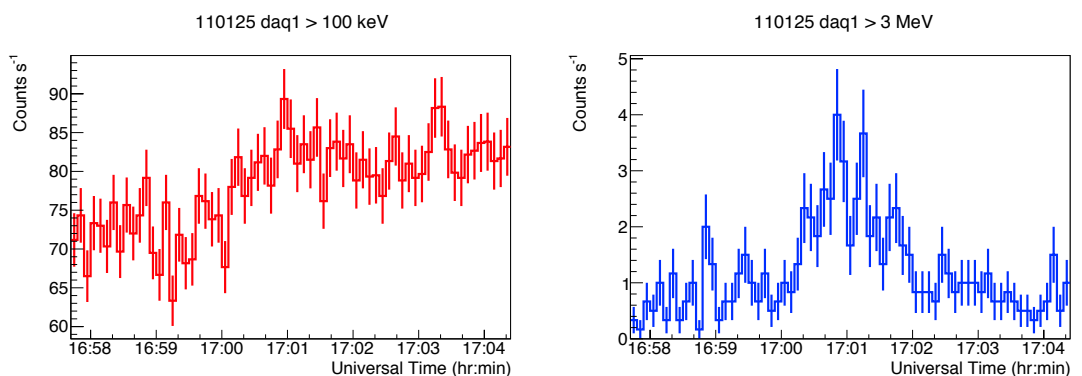


図 H.11.: 20110125のdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

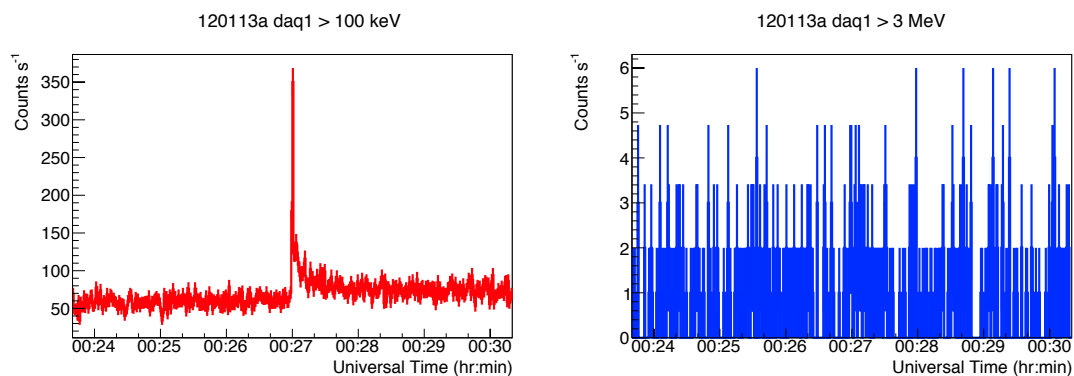


図 H.12.: 20120113aのdaq1によるLC(左:  $>100$  keV帯域、右:  $>3$  MeV帯域)。

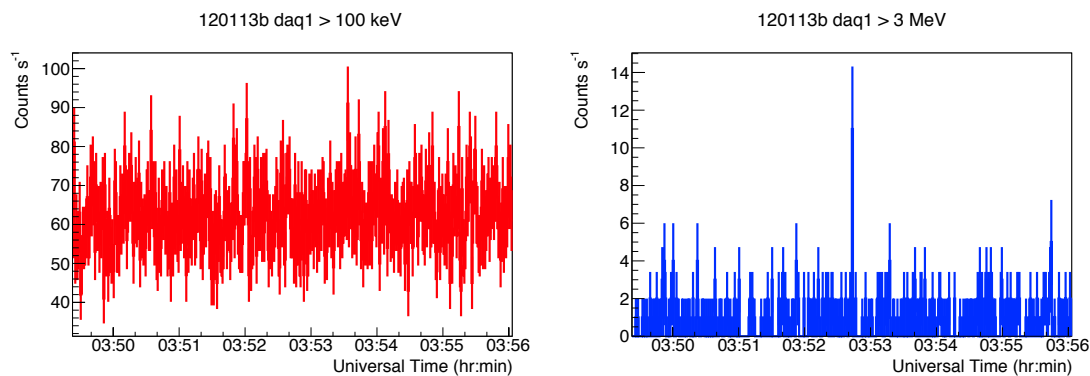


図 H.13.: 20120113bのdaq1によるLC(左:  $>100$  keV帯域、右:  $>3$  MeV帯域)。

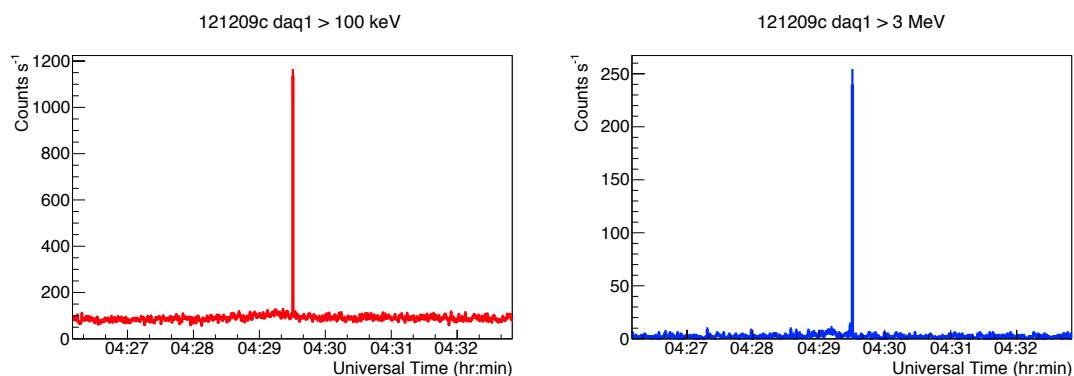


図 H.14.: 20121209cのdaq1によるLC(左:  $>100$  keV帯域、右:  $>3$  MeV帯域)。

## H. 全てのイベントのライトカーブ

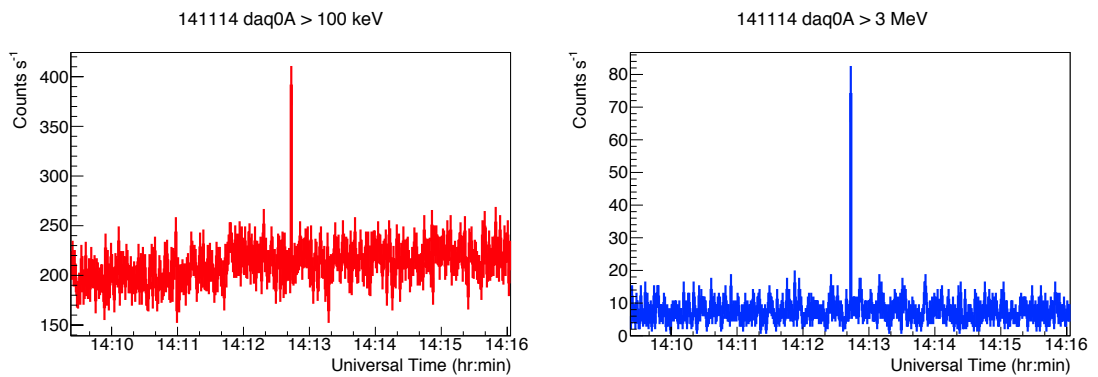


図 H.15.: 20141114のdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

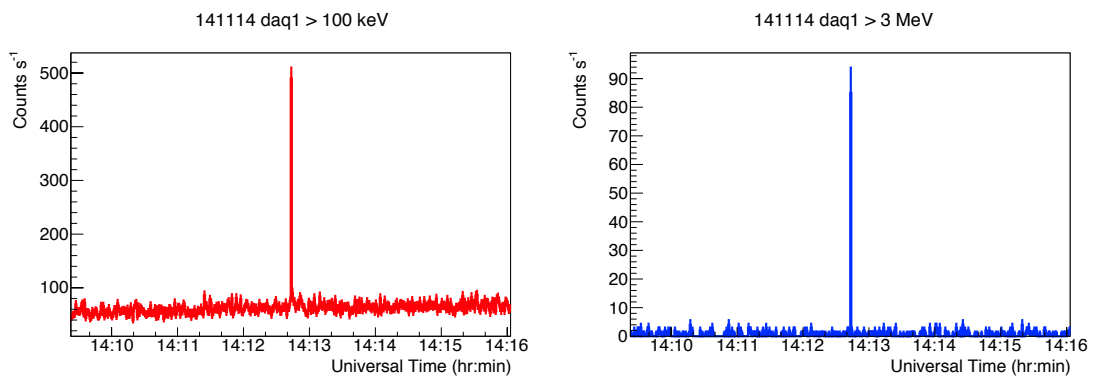


図 H.16.: 20141114のdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

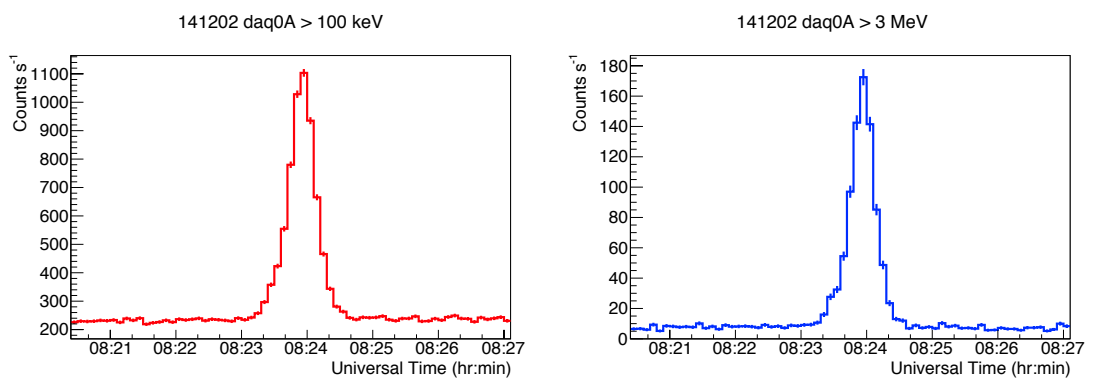


図 H.17.: 20141202のdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

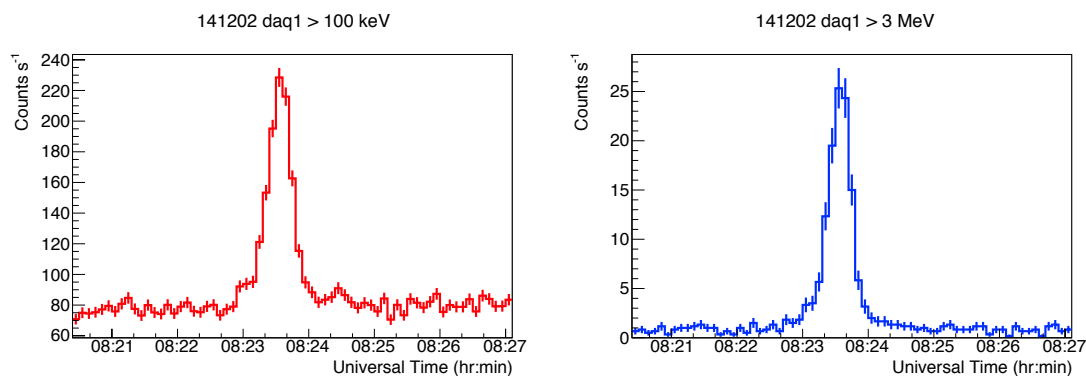


図 H.18.: 20141202のdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

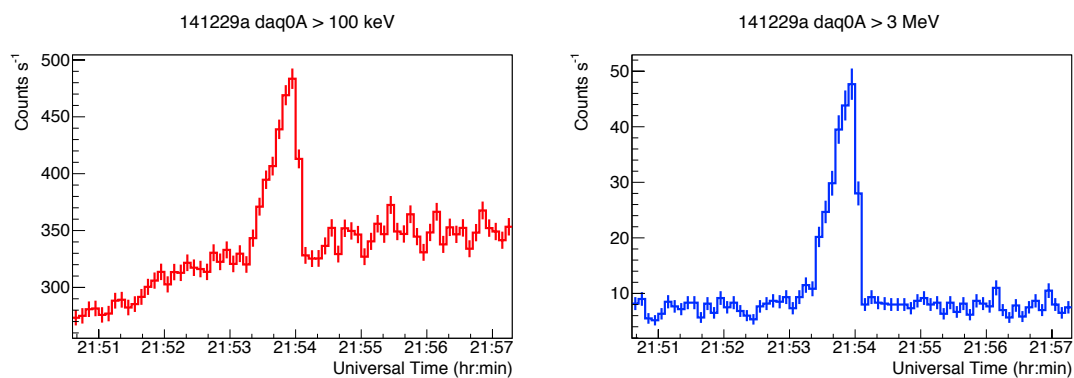


図 H.19.: 20141229aのdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

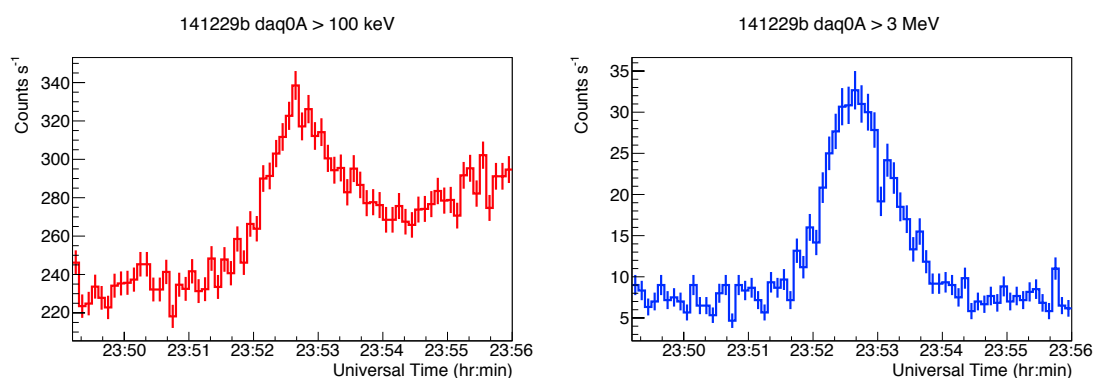


図 H.20.: 20141229bのdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。



## H. 全てのイベントのライトカーブ

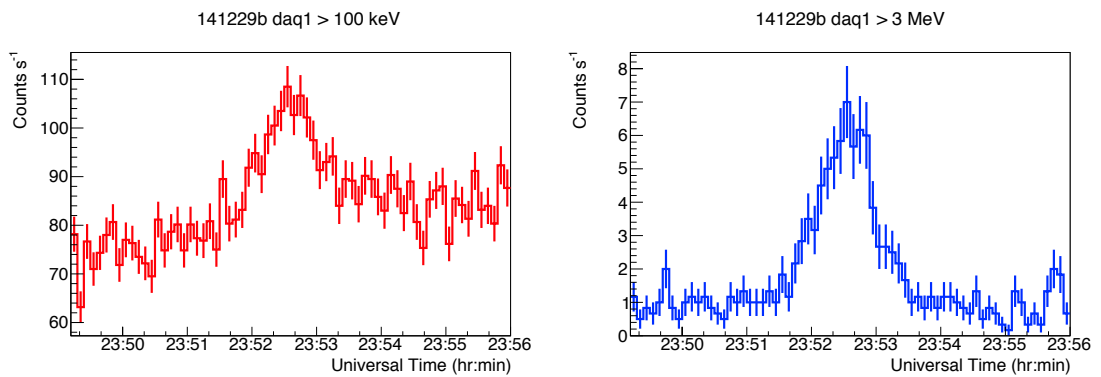


図 H.21.: 20141229bのdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

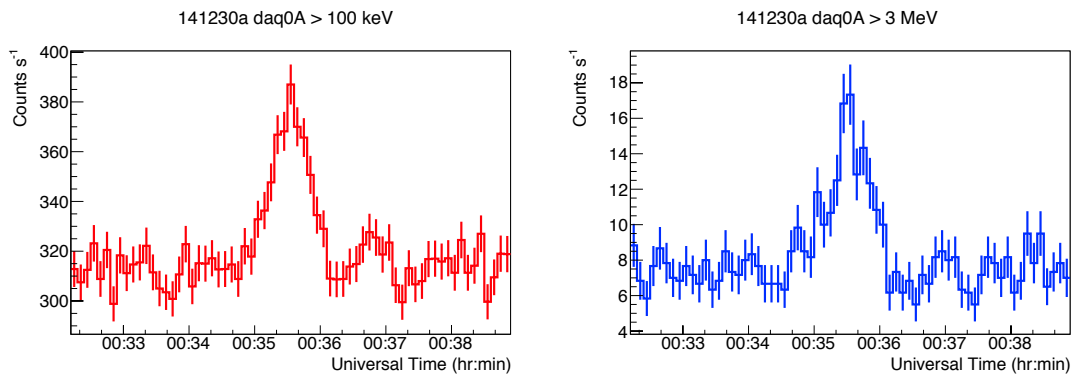


図 H.22.: 20141230aのdaq0AによるLC (左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

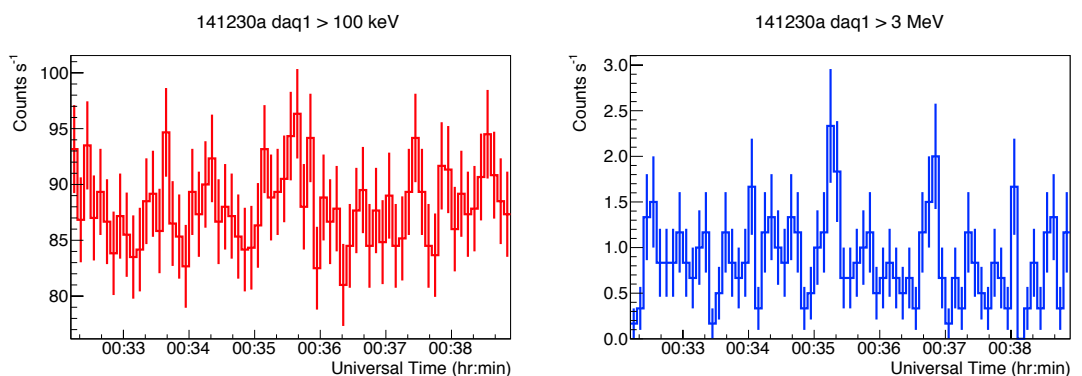


図 H.23.: 20141230aのdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

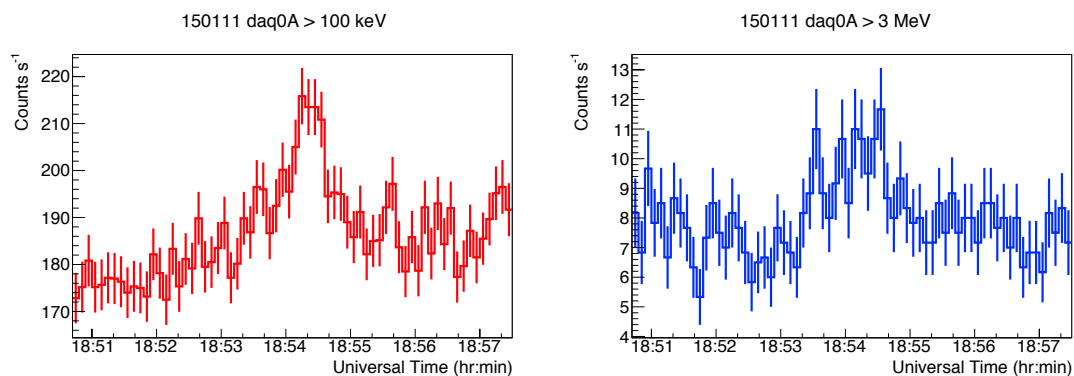


図 H.24.: 20150111のdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

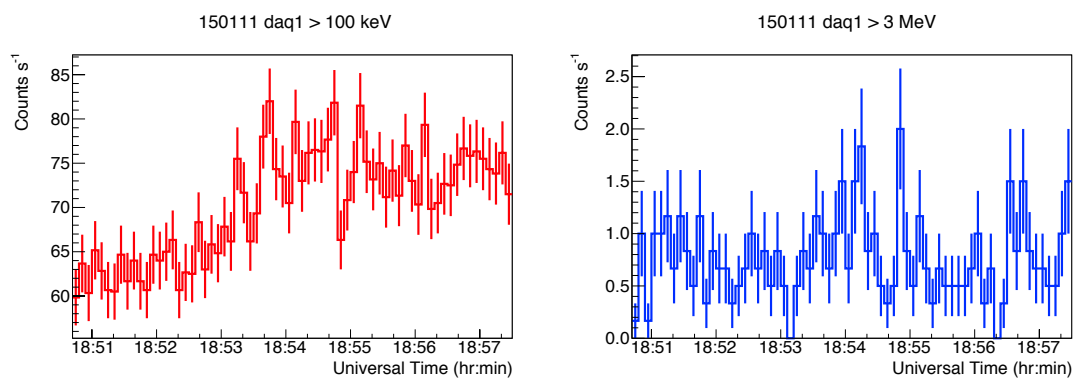


図 H.25.: 20150111のdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

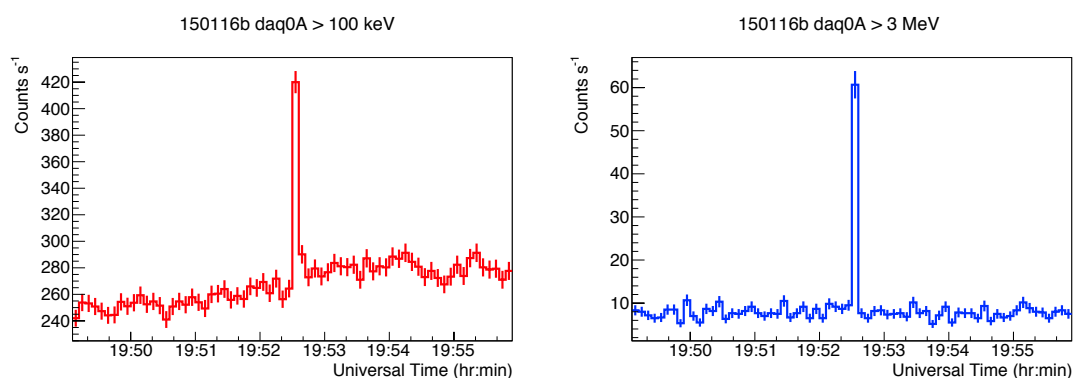


図 H.26.: 20150116bのdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

## H. 全てのイベントのライトカーブ

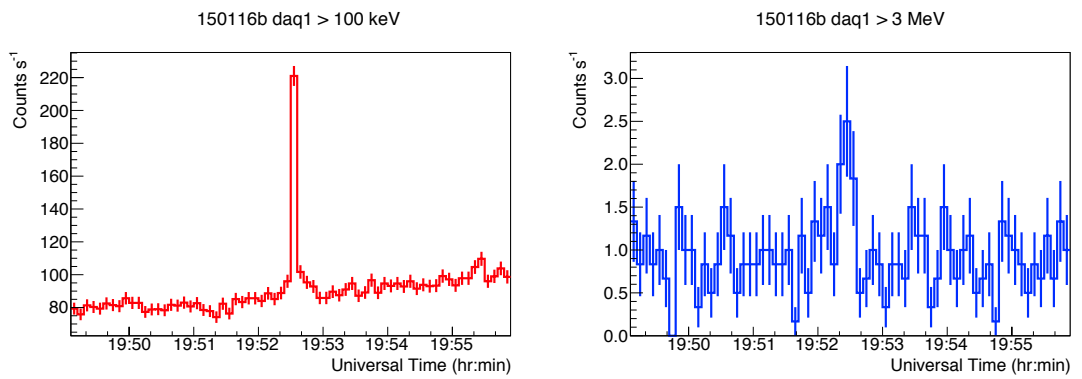


図 H.27.: 20150116bのdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

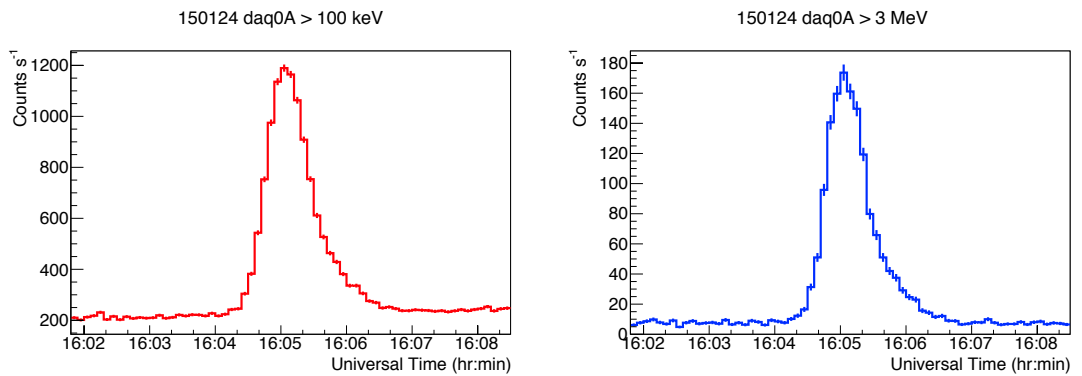


図 H.28.: 20150124のdaq0AによるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

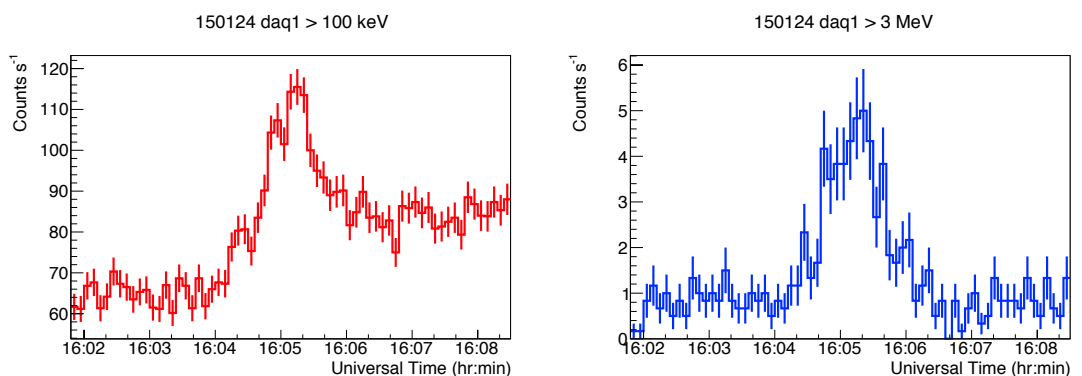


図 H.29.: 20150124のdaq1によるLC(左: >100 keV帯域、右: >3 MeV帯域)。

## 参考文献

- [1] G. J. Fishman et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin. Science, 264(5163):1313–1316, 1994.
- [2] J. R. Dwyer and D. M. Smith. A comparison between monte carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations. Geophys. Res. Lett., 32(22), 2005.
- [3] M. Marisaldi et al. Detection of terrestrial gamma ray flashes up to 40 mev by the agile satellite. J. Geophys. Res. Space, 115(A3), 2010.
- [4] M. E. Splitt et al. Thunderstorm characteristics associated with rhesi identified terrestrial gamma ray flashes. J. Geophys. Res. Space, 115(A6), 2010.
- [5] C. T. R. Wilson. The electric field of a thundercloud and some of its effects. In P. Phys. Soc. Lond., volume 37, page 32D. IOP Publishing, 1924.
- [6] M. McCarthy and G. K. Parks. Further observations of x-rays inside thunderstorms. Geophys. Res. Lett., 12(6):393–396, 1985.
- [7] K. B. Eack et al. Initial results from simultaneous observation of x-rays and electric fields in a thunderstorm. J. Geophys. Res. Atmos., 101(D23):29637–29640, 1996.
- [8] M. Brunetti et al. Gamma-ray bursts of atmospheric origin in the mev energy range. Geophys. Res. Lett., 27(11):1599–1602, 2000.
- [9] A. Chilingarian et al. Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma rays, and neutrons. Phys. Rev. D, 82(4):043009, 2010.
- [10] T. Torii et al. Observation of gamma-ray dose increase associated with winter thunderstorm and lightning activity. J. Geophys. Res. Atmos., 107(D17):ACL 2–1–ACL 2–13, 2002.
- [11] T. Torii et al. Gradual increase of energetic radiation associated with thunderstorm activity at the top of mt. fuji. Geophys. Res. Lett., 36(13), 2009.
- [12] H. Tsuchiya et al. Observation of an energetic radiation burst from mountain-top thunderclouds. Phys. Rev. Lett., 102(25):255003, 2009.

## 参考文献

- [13] H. Tsuchiya et al. Long-duration gamma-ray emissions from 2007 and 2008 winter thunderstorms. J. Geophys. Res. Atmos., 116(D9):D09113, 2011.
- [14] M. Tavani et al. Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators. Phys. Rev. Lett., 106(1):018501, 2011.
- [15] M. S. Briggs et al. Electron-positron beams from terrestrial lightning observed with fermi gbm. Geophys. Res. Lett., 38(2), 2011.
- [16] J. R. Dwyer et al. Positron clouds within thunderstorms. J. Plasma Phys., 81(04):475810405, 2015.
- [17] D. Umemoto et al. On-ground detection of an electron-positron annihilation line from thunderclouds. Phys. Rev. E, 93(2):021201, 2016.
- [18] J. R. Dwyer et al. High-energy atmospheric physics: Terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena. Space Sci. Rev., 173(1-4), 2012.
- [19] A. V. Gurevich et al. Runaway electron mechanism of air breakdown and pre-conditioning during a thunderstorm. Phys. Lett. A, 165(5):463–468, 1992.
- [20] J. Kotoku et al. Effects of compton scattering on the gamma ray spectra of solar flares. Publ. Astron. Soc. Jpn., 59(6):1161–1174, 2007.
- [21] H. W. Koch and J. W. Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. Rev. Mod. Phys., 31(4):920, 1959.
- [22] J. R. Dwyer. The relativistic feedback discharge model of terrestrial gamma ray flashes. J. Geophys. Res. Space, 117(A2), 2012.
- [23] J. R. Dwyer. Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes. J. Geophys. Res. Atmos., 113(D10), 2008.
- [24] H. Tsuchiya et al. Hardening and termination of long-duration gamma-rays detected prior to lightning. Phys. Rev. Lett., 111(1):015001, 2013.
- [25] H. Tsuchiya et al. Detection of high-energy gamma rays from winter thunderclouds. Phys. Rev. Lett., 99(16):165002, 2007.
- [26] T. Enoto. 雷雲電場における粒子加速の観測的研究. Master's thesis, University of Tokyo, 2007.
- [27] T. Torii et al. Migrating source of energetic radiation generated by thunderstorm activity. Geophys. Res. Lett., 38(24), 2011.
- [28] A Chilingarian and H Mkrtchyan. Role of the lower positive charge region (lpcr) in initiation of the thunderstorm ground enhancements (tges). Phys. Rev. D, 86(7):072003, 2012.

- [29] Y. Kato. Observational study of thundercloud radiation bursts using a segmented organic scintillator installed at a mountaintop. PhD thesis, University of Tokyo, 2015.
- [30] Y. Kuroda. Observation of gamma ray storms at the earth's surface related to the thunderclouds and a study of their properties. PhD thesis, University of Tokyo, 2014.
- [31] D. Wang et al. Japan winter upward lightning: triggering source, initial leader progression and parent storm charge structure. In Proceedings of 9th Asia Pacific International Conference on Lightning, 2015., 2015.
- [32] J Friedman. 353qh twice smoothing algorithm. In Proceedings of the 1974 CERN School of Computing, Norway, Aug 11, volume 24, 1974.
- [33] G. Simpson and F. J. Scrase. The distribution of electricity in thunderclouds. In Proc. Roy. Soc. Lond. A Mat., pages 309–352. JSTOR, 1937.



## 参考論文

# On-ground detection of an electron-positron annihilation line from thunderclouds

平成28年12月博士(理学)申請

東京大学大学院理学系研究科  
物理学専攻  
榎本 大悟





## On-ground detection of an electron-positron annihilation line from thunderclouds

D. Umemoto,<sup>1,\*</sup> H. Tsuchiya,<sup>2,3</sup> T. Enoto,<sup>2,4</sup> S. Yamada,<sup>5</sup> T. Yuasa,<sup>2</sup> M. Kawaharada,<sup>6</sup> T. Kitaguchi,<sup>7</sup> K. Nakazawa,<sup>1</sup> M. Kokubun,<sup>6</sup> H. Kato,<sup>2</sup> M. Okano,<sup>2</sup> T. Tamagawa,<sup>2</sup> and K. Makishima<sup>1,8</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, Graduate School of Science, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan*

<sup>2</sup>*High Energy Astrophysics Laboratory, RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0193, Japan*

<sup>3</sup>*Japan Atomic Energy Agency, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan*

<sup>4</sup>*NASA Goddard Space Flight Center, Astrophysics Science Division, Code 662, Greenbelt, Maryland 20771, USA*

<sup>5</sup>*Department of Physics, Tokyo Metropolitan University, Minami-Osawa 1-1, Hachioji, Tokyo 192-0397, Japan*

<sup>6</sup>*Department of Space Astronomy and Astrophysics, Institute of Space and Astronautical Science,*

*JAXA, Sagami-hara, Kanagawa 252-5210, Japan*

<sup>7</sup>*Department of Physical Sciences, Hiroshima University, 1-3-1 Kagamiyama, Higashi-Hiroshima, Hiroshima 739-8526, Japan*

<sup>8</sup>*MAXI Team, RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0193, Japan*

(Received 21 November 2014; published 16 February 2016)

Thunderclouds can produce bremsstrahlung gamma-ray emission, and sometimes even positrons. At 00:27:00 (UT) on 13 January 2012, an intense burst of gamma rays from a thundercloud was detected by the GROWTH experiment, located in Japan, facing the Sea of Japan. The event started with a sharp gamma-ray flash with a duration of <300 ms coincident with an intracloud discharge, followed by a decaying longer gamma-ray emission lasting for ~60 s. The spectrum of this prolonged emission reached ~10 MeV, and contained a distinct line emission at  $508 \pm 3(\text{stat.}) \pm 5(\text{sys.})$  keV, to be identified with an electron-positron annihilation line. The line was narrow within the instrumental energy resolution (~80 keV), and contained  $520 \pm 50$  photons which amounted to ~10% of the total signal photons of  $5340 \pm 190$  detected over 0.1–10 MeV. As a result, the line equivalent width reached  $280 \pm 40$  keV, which implies a nontrivial result. The result suggests that a downward positron beam produced both the continuum and the line photons.

DOI: [10.1103/PhysRevE.93.021201](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.93.021201)

**Introduction.** A transient burstlike emission of gamma rays with energy up to several tens of MeV is occasionally observed from thunderclouds or lightning by either on-ground [1], in-orbit, or airborne detectors [2]. These high energy phenomena are considered to provide evidence for electron acceleration within thunderclouds.

Since thunderclouds harbor strong electric fields of typically  $0.2 \text{ MV m}^{-1}$ , electrons with initial kinetic energies >100 keV can be electrostatically accelerated to relativistic energies as high as 20–50 MeV [3]. Such relativistic electrons will successively multiply in number, forming a process called relativistic runaway electron avalanche (RREA) [4]. In addition, these showers may involve the production of positrons, which can be accelerated backwards and further increase the number of high energy electrons, a process called relativistic feedback [5]. The observed gamma rays with smooth power law spectra have been explained as bremsstrahlung emission from these electrons.

These gamma-ray bursts have a wide range of duration. Short bursts with a duration of ~ms order, observed both on ground and in space, are considered to be related to lightning discharge [2]. Long bursts lasting for minutes are observed only on ground, and are not associated with discharge. Thus, they require yet unknown mechanisms for long-sustained acceleration within thunderclouds [1].

Recently, strong electron-positron annihilation lines at 511 keV were detected in coincidence with lightning, by the Gamma-ray Burst Monitor instrument on board the Fermi Gamma-Ray Space Telescope. The event lasted for only ~10 ms, and the annihilation line was interpreted as resulting

from an electron/positron jet from the lightning, arriving at the satellite and interacting with its structure [6]. Similarly, a short-duration 511 keV line emission was reported from an airborne observation quite recently [7]. These results provide clear, and so far, to our knowledge, the only evidence for positron production related to thunder or lightning. However, no evidence for such thunder-related positrons has so far been obtained with ground-based measurements.

In the present Rapid Communication, we report the detection of a strong annihilation line from thunderclouds with a ground-based experiment. In coincidence with an intracloud discharge, a short-duration (<300 ms) gamma-ray emission took place, followed by a prolonged emission lasting for ~60 s. The annihilation line was associated with this long-duration emission and lasted for a duration similar to the continuum. The line was very strong, and contained ~10% of the total photons, requiring us to consider some nontrivial production mechanisms.

**Experiment.** Our experiment, called GROWTH (gamma-ray observation of winter thunderclouds), is located in the Kashiwazaki-Kariwa nuclear power plant at  $37^{\circ}25'16''\text{N}, 138^{\circ}35'46''\text{E}$  and at an elevation of ~30 m above the mean sea level, facing the Sea of Japan, in Niigata prefecture, Japan [1]. Winter thunderclouds in this area, produced by the Asian monsoon, are characterized by very energetic lightning strikes, together with low cloud bases. These conditions allow efficient gamma-ray detection even with ground-based detectors, without suffering strong atmospheric attenuation.

Operating since 2006 December, the GROWTH experiment detected more than 20 gamma-ray (and/or other radiation) enhancements over eight winter seasons. About ~2/3 of them had durations of 1–2 min and were classified as “long bursts”

\*umemoto@juno.phys.s.u-tokyo.ac.jp

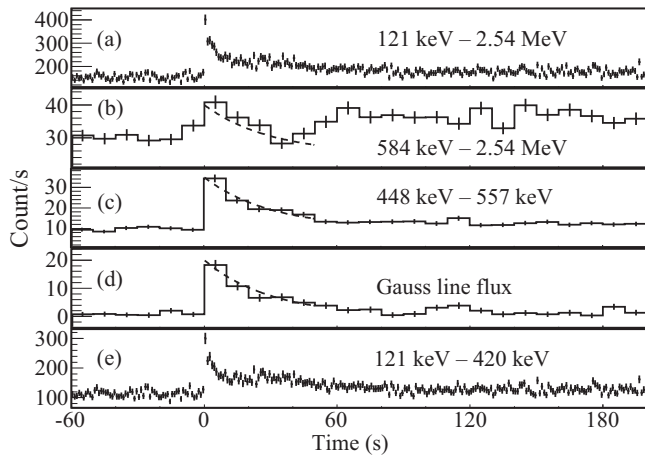


FIG. 1. Count-rate histories of the present burst recorded by the NaI detector. Abscissa and ordinates represent time (second) and count rates, respectively. Error bars show statistical  $1\sigma$ . (a)–(c) represent the count rates in 121–2544 keV (1 s binning), 584–2544 keV (10 s binning), and 448–557 keV containing the 511 keV line (10 s binning), respectively. (d) is the 511 keV line count rate obtained via Gaussian fitting to spectra integrated every 10 s. (e) gives those in 121–420 keV (1 s binning), which includes Compton-downscattered 511 keV photons. Dashed curves represent exponentials with a decay constant of 30 s.

[1,8], while the rest were very short ( $<1$  s) flashes classified as “short bursts.” Although it still remains a puzzle as to how the gamma-ray emission in the long burst is sustained for such a long duration, the maximum gamma-ray energy,  $\sim 10$  MeV, is similar between the two types. Detailed descriptions of our detectors are given in Ref. [9]. The present work uses GROWTH “daq1,” which consists of a NaI scintillator having a 3 in. diameter  $\times$  3 in. height cylindrical shape, and a 30 cm  $\times$  30 cm  $\times$  0.5 cm plastic scintillator placed above the NaI with a 5 mm gap.

By inspecting the NaI count rate record for short time ( $<1$  s) increases with a significance of  $>10\sigma$ , we detected three events in 2012. Among them, the strongest one, which we report in the present Rapid Communication and called 20120113a, was observed at 00:27:00 UT on 2012 January 13.

*Analysis.* Figure 1(a) shows the total count rate versus time of 20120113a as recorded by the NaI. It started as an intense gamma-ray flash, in coincidence (within 300 ms) with an intracloud discharge which occurred at  $300 \pm 150$  m horizontally away from our detector. The lightning discharge information was provided by the Japan Lightning Detection Network system (operated by Franklin Japan Co. Ltd.). Hereafter, the time of the discharge is taken as the origin of time  $t$ . The photon flux was so high during  $0 < t < 300$  ms that the preamplifier saturated; we treat this initial period as a dead time.

After  $t \sim 300$  ms, a much more sustained emission was seen; it decreased exponentially in all energy bands on a time scale of  $\sim 30$  s, as indicated in Figs. 1(b)–1(d) by the dashed fitting curves. Yet another, even longer, emission enhancement was seen until  $t \sim 1$  h, but this was likely to be background radiation from “Rn washout.” This is radiation from various daughters of radon in the atmosphere which were brought to the ground by precipitation. It is known to vary on slower time

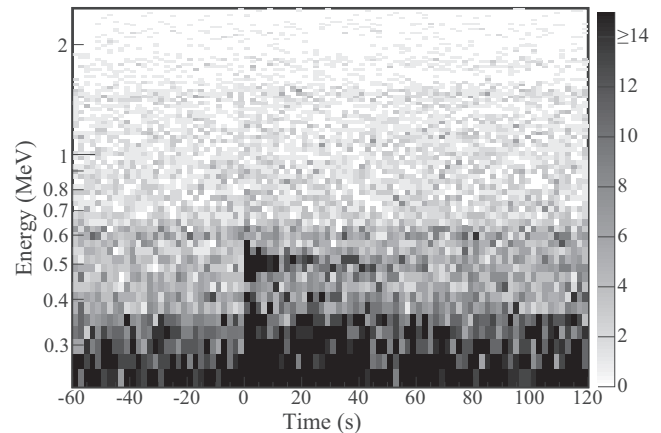


FIG. 2. NaI hit density, plotted on the plane of time (abscissa) and energy (ordinate). The intracloud discharge happened at time  $t = 0$ . The gray scale represents counts per pixel, with sizes of 2 s in time and  $\approx 27$  keV in energy.

scales compared to thundercloud-related signals (seconds to minutes [10,11]).

Figure 2 shows a gamma-ray hit count density of the present burst, on the plane of time and energy. Throughout the time span, we notice line features, for example, at  $\approx 610$  keV, which are most likely attributable to background  $^{214}\text{Bi}$  gamma-ray photons from the Rn washout. In addition, another intense line feature at  $\approx 500$  keV suddenly appeared at  $t \approx 0$ , and decayed within  $\sim 60$  s.

In order to examine these spectral features in further detail, in Fig. 3 we produced energy spectra of the NaI hits before ( $t < 0$  s) and after ( $t > 0.3$  s) the discharge, with a 100 s exposure each. In addition to the 610 keV line, the two spectra both exhibit other emission lines, including, for example, a 1.46 MeV line from  $^{40}\text{K}$ , and a 2.62 MeV line from  $^{208}\text{Tl}$  in the thorium decay chain. Using all these lines, we refined the gain calibration down to an accuracy of  $\sim 1\%$ .

In Fig. 3, the difference between the  $t > 0.3$  s and  $t < 0$  s (background) spectra exhibits a single emission line at  $\sim 500$  keV, which is absent in the background spectrum. This reconfirms the indication obtained from Fig. 2. When we fitted the difference spectrum with a single power law (for the continuum)+Gaussian (for the line) over 200 keV–1 MeV,

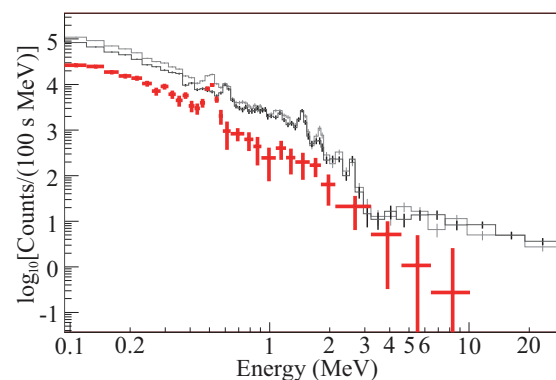


FIG. 3. Energy spectra of the NaI detector accumulated for 100 s before (dark gray) and after (light gray) the discharge. The red histogram shows the difference between them, which represents net signals from the present phenomenon.

the line center was obtained as  $508 \pm 3(\text{stat.}) \pm 5(\text{sys.})$  keV, which includes 511 keV within statistical  $1\sigma$ . The systematic error refers to the 1% calibration uncertainty. The linewidth became  $80 \pm 11$  keV [full width at half maximum (FWHM)], which is consistent with an instrumental energy resolution of  $\sim 75$  keV at an energy  $\sim 500$  keV. Thus, the feature is concluded to be a narrow line from electron-positron annihilation.

To follow the time evolution of this line, the same Gaussian fitting was performed over spectra integrated in 10 s intervals. As shown in Fig. 1(d), the line flux decreased on a time scale of  $\sim 30$  s, which is similar to that of the higher energy continuum in Fig. 1(b).

During the 100 s just before the discharge, the total photon counts in 120 keV–10 MeV were  $15\,290 \pm 120$  while those after the discharge were  $20\,620 \pm 140$ . Therefore, the signal photon counts become  $5340 \pm 190$ . In the same time region, the 450–560 keV counts (which cover  $1.5 \times$  FWHM of the annihilation line) were  $780 \pm 50$ , while the pure annihilation line counts obtained by the Gaussian fitting were  $C = 520 \pm 50$ , which reaches  $\sim 10\%$  of the total photon counts. Assuming the continuum has a trapezoid signal shape, its photon density (=counts/keV) at the line center is  $d = 1.90 \pm 0.17$  keV $^{-1}$ . So the equivalent width of the line, which represents the relative strength of the line to the continuum, becomes  $W_E \equiv C/d = 280 \pm 40$  keV. This  $W_E$  is independent of the detector energy resolution. All the errors given above are statistical.

Dividing the line photon counts by the effective area of the NaI scintillator,  $19 \pm 3(\text{stat.}) \pm 2(\text{sys.})$  cm $^2$ , the incident line flux is estimated as  $0.28 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.03(\text{sys.})$  counts s $^{-1}$  cm $^{-2}$  averaged over 100 s. Here, the photopeak efficiency of the detector was estimated by illuminating another NaI scintillator of the same dimension, with a  $^{22}\text{Na}$  source of a known decay rate.

*Discussion.* When 20120113a took place (at local time 09:27), the sky was fully covered by clouds, with precipitation and relatively strong westward winds from the sea and occasional thunder and lightning. These are typical conditions under which the past GROWTH gamma-ray bursts were detected. However, among the 20 GROWTH events, 20120113a is unique in two aspects.

One is that it is the first long burst in the GROWTH list that was initiated by a discharge, and also the first that was associated with a short burst. Although this is a very interesting issue, we postpone its argument to a later publication, and concentrate here on the other aspect, namely, the very strong annihilation line with  $W_E \sim 280$  keV itself.

For comparison, we searched the past GROWTH events for similar line features. Among the 12 long bursts previously detected with GROWTH, nine had usable spectral information. Of them, eight showed no signature of the 511 keV line, with a typical  $1\sigma$  upper limit of  $W_E < 75$  keV in bright bursts (with uninteresting limits in the faint ones). The remaining one, detected on 2007 December 13 [8], exhibited a hint of the 511 keV line, as shown for comparison in Fig. 4. However, even this case gave  $W_E = 140 \pm 50$  keV, which is only half as large as in the present case. Thus,  $W_E$  varies from event to event, and 20120113a may be regarded as one of those with the largest  $W_E$ . Below, we consider the production mechanisms of such a strong annihilation line.

We can immediately exclude several simple possibilities. For example, the sudden emergence of the 511 keV line,

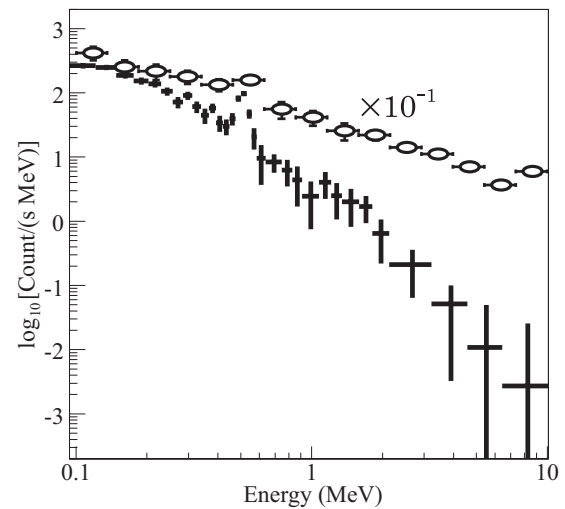


FIG. 4. A comparison of the signal spectrum of 20120113a (crosses) to that of another GROWTH event detected on 13 December 2007 (open circles [8]). The latter one is rescaled by a factor of  $1/10$ , and its highest energy bin contains all the photons with energies  $> 10$  MeV.

followed by the 30 s decay, cannot be attributed to the background Rn-washout effects, since they would vary on a much longer time scale of  $\sim 10$  min. Furthermore, the Rn decay chain contains no nuclide which emits a single 511 keV line or produces positrons. Positrons created at or near the detector by the gamma-ray continuum would not explain the very high  $W_E$  of 20120113a, because it exhibits a considerably softer continuum (Fig. 4), and hence a lower pair creation efficiency, than the other GROWTH long bursts. A photonuclear reaction caused by the short burst is an interesting possibility that can combine the two outstanding features of the present event, but this is also unlikely, because there is no candidate radioactive nuclide which can be created from abundant molecules in the atmosphere and decays on 30 s via the  $\beta^+$  channel. Furthermore, this possibility requires another mechanism to synchronize the continuum and the line flux in their decays.

From the above considerations, we infer that the pair creation continued throughout the long burst, at or near the same region where the acceleration took place. Then, the produced positrons annihilated with ambient electrons to emit the 511 keV photons which we detected. Then, how can we explain the observed large value of  $W_E$ ? For this purpose, let us review the most standard understanding of the GROWTH long bursts [1,8,9,13].

Let us assume that  $\sim 50$  MeV monoenergetic electrons are isotropically generated in thunderclouds via the RREA mechanism mentioned in the Introduction (although some additional mechanisms would be needed to sustain the prolonged emission). The energy is set to be  $\sim 2 \times$  higher than the cutoff energy suggested from the GROWTH spectra. Then we estimate the bremsstrahlung spectra following the thick-target case of Ref. [12]. Since the interaction cross section of gamma rays in the air becomes pair-creation dominant above  $\sim 20$  MeV, let us simply assume that all the photons above this energy are converted into positrons, and eventually the

annihilation line. By comparing the bremsstrahlung continuum and the line fluxes, we can predict the largest possible  $W_E$ . Even in this extreme case, however,  $W_E$  becomes only 60 keV. In reality, the continuum is considered to be even stronger, because the bremsstrahlung continuum would be beamed towards the detector, with a typical solid angle of  $\Delta\Omega \sim 2 \times 10^{-3}$  sr [9,12,13]. This would enhance the continuum by 3–4 orders of magnitude, thus making  $W_E$  less than  $\sim 0.1$  keV. This is by far below the observed value of  $\sim 280$  keV. Any other realistic processes, such as Compton downscatter and distributed energies of incident electrons extending towards lower energies, will all decrease  $W_E$  since the continuum would increase at  $\sim 511$  keV. Therefore, we need to invoke some nontrivial mechanisms to explain the observational results. Below, three such scenarios are discussed.

The first scenario assumes that we were observing 20120113a from a rather large angle to the bremsstrahlung beam axis. This would increase  $W_E$ , because the beamed continuum intensity is suppressed while the isotropic 511 keV emission remains unaffected. In this case, large  $W_E$  should be observed at the beginning and the end of the burst as the thundercloud drifts. However, such a sign is not seen in the present event. Thus, we consider this scenario to be unlikely.

The second scenario is to assume a downward electric field that accelerates electrons upwards and positrons downwards. In this case, bremsstrahlung gamma rays from the accelerated electrons will be emitted upwards and may be Compton backscattered into our detector, while the positrons accelerated downwards will eventually generate a 511 keV line. However, such beamed photons would drastically lose their energy through the scattering, resulting in spectra almost lacking photons above  $\sim 500$  keV (e.g., Ref. [14]). This contradicts

the observed continuum, even though it is relatively soft. Thus, this scenario is also unlikely.

Then, we finally consider the third scenario, which assumes that positrons, rather than electrons, were accelerated towards the ground, and generated continuum photons through bremsstrahlung. In other words, 20120113a is likely to be produced mainly by a positron beam. If bremsstrahlung emission from the beamed positrons is mixed with the backscattered electron bremsstrahlung in this scenario, we may be able to explain the relatively soft spectrum of 20120113a and its large value of  $W_E \sim 280$  keV compared to the other bursts. Although we lack electric-field data (due to some malfunction in the sensor) during 20120113a, about 30% of the winter lightning discharges in this local area are known to have positive polarity [15]. In other words, an electric-field geometry accelerating positrons toward the ground is not rare.

In conclusion, we detected a strong electron-positron annihilation line in the long-duration gamma-ray burst event 20120113a, which started with a short gamma-ray flash. It is likely that the positrons were produced for tens of seconds by the acceleration process that generated a bremsstrahlung continuum. Finally, based on the observed large value of  $W_E$ , it is suggested that the entire emission, including the continuum and the 511 keV line, was produced by a beam of positrons.

*Acknowledgments.* We thank G. J. Fishman, D. M. Smith, M. S. Briggs, and J. R. Dwyer for helpful discussions. We also thank the members of the radiation safety group of Kashiwazaki-Kariwa power station, TEPCO Inc., for providing the detector site. This work is partly supported by JSPS KAKENHI Grant Nos. 24740183, 15K05115, and 20126163.

- 
- [1] H. Tsuchiya, T. Enoto, S. Yamada, T. Yuasa, M. Kawaharada, T. Kitaguchi, M. Kokubun, H. Kato, M. Okano, S. Nakamura, and K. Makishima, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 165002 (2007).
  - [2] J. R. Dwyer, D. M. Smith, S. A. Cummer *et al.*, *Space Sci. Rev.* **173**, 133 (2012).
  - [3] C. T. R. Wilson, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **22**, 534 (1925).
  - [4] A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. Roussel-Dupre, *Phys. Lett. A* **165**, 463 (1992).
  - [5] J. R. Dwyer, *Phys. Plasmas* **14**, 042901 (2007).
  - [6] M. S. Briggs *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **38**, L02808 (2011).
  - [7] J. R. Dwyer, D. M. Smith, B. J. Hazelton, B. W. Grefenstette, N. A. Kelley, A. W. Lowell, M. M. Schaal, and H. K. Rassoul, *J. Plasma Phys.* **81**, 475810405 (2015).
  - [8] H. Tsuchiya *et al.*, *J. Geophys. Res.* **116**, D09113 (2011).
  - [9] H. Tsuchiya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 015001 (2013).
  - [10] D. M. Suszcynsky, R. Roussel-Dupré, and C. Shaw, *J. Geophys. Res.* **101**, 23505 (1996).
  - [11] K. Yamazaki, S. Tonouchi, and T. Hashimoto, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **252**, 359 (2002).
  - [12] H. W. Koch and J. W. Motz, *Rev. Mod. Phys.* **31**, 920 (1959).
  - [13] H. Tsuchiya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 255003 (2009).
  - [14] J. Kotoku, K. Makishima, Y. Matsumoto, M. Kohama, Y. Terada, and T. Tamagawa, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **59**, 1161 (2007).
  - [15] Y. Goto and K. Narita, *J. Atmos. Terr. Phys.* **57**, 449 (1995).