



Title	雷雲中における放射線発生メカニズムに関する研究
Author(s)	鳥居, 建男
Citation	大阪大学, 2004, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/778
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

雷雲中における放射線発生メカニズム に関する研究

鳥居 建男

2003 年 12 月

内容梗概

本論文は、冬季雷活動時に原子力施設周辺で観測される放射線量上昇の原因を解明するために行った雷雲中における放射線発生メカニズムに関する研究で得られた成果をまとめたものである。

福井県敦賀市にある核燃料サイクル開発機構 高層増殖炉もんじゅ建設所をはじめ、日本海沿岸には多数の原子力発電所や原子力関連施設が設置されている。これらの施設周辺には原子力施設からの放射線の異常の有無を監視するために、数多くの放射線測定機器が設置されている。これらの放射線測定機器が冬季雷活動時に線量上昇を示す事象がときどき出現する。その多くは電氣的ノイズの影響を受けやすい電離箱を検出器とする放射線モニタだけに起きる事象であるが、なかには電源を用いない熱ルミネセンス線量計の積算線量が上昇するなど、電氣的ノイズとは考えられない放射線の入射によると考えられる事象も発生することがある。しかもこのような事象は、夏季雷では発生せず冬季雷活動時のみであり、線量上昇の原因は不明であった。

一方、雷活動により放射線が発生する可能性について言及されたのは古く、1925 年に C. T. R. Wilson がその可能性を指摘して以降、様々な観測がなされている。初期の観測は、測定器の精度、信頼性の面から疑問視されるとしても、近年、気球や航空機、人工衛星により雷雲中や雷雲上部で放射線が観測されている。また、地上でも山岳地域に設置した宇宙線観測機器により雷雲通過時に放射線変動が観測されるようになってきている。これらの放射線変動について、近年、雷放電がもたらす高電界の変動により荷電粒子が加速され、逃走電子が生成されることによって制動放射線が発生する説も出されている。その多くは、雷雲上部での放射線バーストの発生を説明しようとするものであり、冬の日本海側の地上で観測されるような冬季雷活動時に出現する事象を説明するものではない。

そこで、本研究は、冬季雷活動時の放射線量上昇の原因を明らかにすることを目的として、冬季雷活動時に出現する事象についてデータ解析を行うとともに、モンテカルロ計算により冬季雷雷雲をモデル化した電界領域での放射線挙動を解析することにより、地上付近でこのような事象発生の可能性についてシミュレーションを行ったものである。

本論文は、以下の章により構成される。

第 1 章は序論であり、本研究の背景となる雷放電または雷雲からの放射線発生に関する研究の現状と問題点について述べ、本研究の位置づけ、その意義を明らかにする。

第 2 章では、雷活動に伴う放射線観測の事例をもとに、観測結果及び観測結果から得られた放射線の特徴を述べるとともに、計測上の問題点について述べる。

第 3 章では、雷雲中での電子・光子の挙動に関するモンテカルロ計算コードの開発研究について述べる。また、有限要素法を用いて雷雲の電界構造をモデル化し、モデル化した電界領域での電子・光子の挙動解析を行う。この結果、一定の電界強度を超えた領域では、逃走電子が生成され、多量の制動放射線が発生することを明らかにする。さらに、逃走電子の生成により、高電界領域で電子密度が急激に上昇することから、放電開始への放射線の関わりについても述べる。

第 4 章では、放射線発生のトリガーとしての可能性の高い宇宙線ミュオンについてその特徴を述べるとともに、ミュオンの雷雲中での挙動に関するモンテカルロ計算について述べる。この結果、ミュオンは透過性が高いため雷雲中の高電界領域に直接入り込み、そこで多量のノックオン電子を放出するため、これがトリガーとなって高電界領域で電磁シャワーを形成することを確認する。

第 5 章では、ミュオンの特長を生かした誘雷手法について述べる。高エネルギー加速器より生成されるミュオンをコリメートして、雷雲の高電界領域に向けて放出することにより、電磁シャワーを起こす可能性について記す。

第 6 章は結論であり、本研究で得られた結果の総括を行っている。

謝辞

本論文をまとめるにあたって、終始、懇切かつご熱心なご指導及びご助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科・河崎善一郎教授に謹んで深謝の意を表します。

また、本論文をまとめるに際して、有益なご討論、ご助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科・塩澤俊之教授に謹んで深謝の意を表します。

さらに、本論文に対して有益なご助言をいただきました大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻・小牧省三教授、馬場口登教授、森永規彦名誉教授（現 広島国際大学教授）、電子情報エネルギー専攻・北山研一教授、並びに産業科学研究所・元田 浩教授に深く感謝いたします。

本論文は、筆者が核燃料サイクル開発機構（サイクル機構）において 1998 年以来行った研究をまとめたものである。この間、サイクル機構敦賀本部において終始変わらぬご指導をいただきました菊池三郎理事（現 技術参与）、石村 毅特任参事（現 理事）、向 和夫技術企画部長（現 もんじゅ建設所所長代理）、また筆者が本研究を社内公募型研究として実施するにあたってご指導いただきました相澤清人理事（現 技術参与）、岩田耕司室長に深く感謝いたします。

また、一連の研究でいろいろとご助言、ご指導をいただきました東京大学大学院工学系研究科・中澤正治教授に謹んでお礼申し上げます。

第 2 章に関する調査研究では、サイクル機構敦賀本部環境監視課・岩間俊郎課長をはじめ、野崎達夫君、大久保浩一君、奥山慎一君、中田 陽君、堀 和昭君、山下雅広君、速田憲一君等の環境監視課、もんじゅ建設所安全管理課の多くの方々、武石 稔氏（現 東海事業所環境監視課長）にもお世話になりました。ここに厚く御礼申し上げます。また、測定機器、気象データ等について有益なデータをご提供頂いた富士電機・田代 尚部長（当時）、長間英世部長、日本放射線エンジニアリング・宮崎信之取締役、道川太一研究室長、日本気象協会・谷本幹正所長に多大なる協力をいただきました。謹んでお礼申し上げます。

第 3 章から第 5 章でのモンテカルロ計算コードの開発、計算を行うにあたって、有益なご助言、ご討論をいただき、多大なるご協力をいただいた科学システム研究所・杉田武志氏に厚くお礼申し上げます。また、EGS4 コードについて、これまでいろいろとご指

導、ご助言を頂きました高エネルギー加速器研究機構 放射線科学センター・平山英夫教授にも謹んでお礼申し上げます。

第5章のミュオン照射時の放電特性に関する実験を快く許可していただいた上、実験にもいろいろご指導頂きました高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所 中間子科学研究施設（KEK-MSL）の研究主幹・永峰謙忠教授、西山樟生教授、下村浩一郎博士をはじめ MSL の方々に深く御礼申し上げます。

また、本研究をまとめるにあたって、大阪大学大学院工学研究科・河崎研究室でお世話になりました戸田裕之講師、平田晃正博士、そして森本健志氏をはじめ雷研究グループの皆さん、KEK での実験等を連日夜遅くまで一緒に行った大学院生西嶋 健君にも深く感謝いたします。

最後に、本研究を陰で支えてくれた妻裕子に感謝します。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	背景	1
1.2	本論文の概要	2
第 2 章	雷活動時の放射線量上昇の観測	5
2.1	緒言	5
2.2	放射線観測手法	5
2.3	もんじゅ周辺における放射線量の変動	8
2.4	考察	18
2.5	結言	21
第 3 章	雷雲中での電子・光子挙動解析	23
3.1	緒言	23
3.2	電子・光子輸送モンテカルロ計算コードの開発	23
3.3	逃走電子の生成と制動放射線の発生	27
3.4	雷雲の電荷構造とモデル化	29
3.5	線源としての荷電粒子	35
3.6	冬季雷での制動放射線の発生	36
3.7	電子挙動と放電開始機構	40
3.8	結言	43
第 4 章	宇宙線ミュオンの雷雲中での挙動解析	45
4.1	緒言	45
4.2	宇宙線ミュオンの性質と挙動	45
4.3	モンテカルロ計算によるミュオン挙動解析	47
4.4	結言	49

第 5 章	誘雷手法への適用可能性	57
5.1	緒言	57
5.2	ミュオン挙動解析による適用可能性	57
5.3	低エネルギーミュオンを用いた実験研究	60
5.4	結言	67
第 6 章	結論	69
6.1	本論文で得られた結果	69
6.2	今後の課題	70
付録 A	雷雲・雷放電からの放射線の観測	73
A.1	初期の観測活動 / 1930 – 1960 年代	73
A.2	雷雲中及び雷雲上空等での観測 / 1980 年代以降	74
A.3	国内での観測事例	78
参考文献		81

第 1 章

序論

1.1 背景

近年、成層圏上部から電離圏にかけて雷放電時にスプライト、エルブス等の発光現象とともに、ELF/VLF 帯の電波から X・ γ 線領域の放射線バーストまでが観測され、超高層領域での放射線を含めた幅広いエネルギー領域での電磁波の放出が注目されつつある。しかし、雷雲から放射線が放出される可能性について言及されたのは意外に古い。

1925 年に C.T.R. Wilson は、大気中の放射性物質が放出する β 線の内、エネルギーが高いものは雷雲の高電界によって加速され、空気分子との衝突により多量の 2 次電子や制動放射線が放出されると予測した [1]。空気中に存在するラドン子孫核種などが放出する β 線が雷雲中の高電界により加速され、高エネルギー ($\sim$ GeV) を獲得すると考えた。 β 線のエネルギーが高ければ、空気分子との偶発的な衝突回数も減り、エネルギー損失も小さいことから、高電界により電子は逆に加速され高エネルギーを獲得する、いわゆる“逃走電子 (runaway electron)”の可能性について言及した。当時、宇宙線の由来がまだ明らかになっていなかった時代であり、Wilson は雷雲の上部に正電荷が蓄積され下部に負電荷が蓄積されることから、大気中に放出された β 線は上方に加速され、やがて地球磁場により曲げられて再び地上に降ってくる、これが宇宙線であると推測したようである [2]。以後、少なからぬ研究者が雷雲からの放射線を観測しようと試みている (付録 A 参照)。

初期の放射線計測からは、雷雲からの放射線について「観測された」、「されない」という互いに相反する観測結果が示されている [3–6]。しかし、当時の放射線計測に関する技術水準を考慮すれば、必ずしも雷雲からの放射線発生を断定できる証拠はなかったといえよう。

しかし、ここ 20 年の研究から、航空機や気球、人工衛星により雷雲中や雷雲上空でも放射線発生を裏付ける事例が報告されてきている [7–11]。また、スプライト等の発光現象の解明と併せて、雷活動に起因する放射線の発生過程に関する理論的な研究や観測に関

して様々な研究が行われてきている。特に高高度での発生過程については、雷放電による電荷の中和に伴う電磁パルスと強い準静電界の生成によって逃走電子が生成され、それに引き続いて電磁シャワーが発生するとの説も提出されているが、原因を特定するには至っていない [12]。

一方、地上での観測については、宇宙線研究グループ等により標高数 1,000 m の山岳地域で有意な観測データが得られたとの報告もなされている [13–16]。

また、筆者も含めて、原子力施設周辺の環境放射線のモニタリングを実施しているグループは、雷活動に起因すると考えられる放射線量率の上昇を観測している [17–19]。この環境放射線モニタリングで観測される放射線量率の上昇は、いずれも日本海側で発生する冬季雷活動時のものである。

筆者は、福井県敦賀市の核燃料サイクル開発機構（以下、サイクル機構という）において高速増殖炉もんじゅ建設所を中心に敦賀半島周辺の環境放射線のモニタリングを行っていたところ、冬季に雷活動によると考えられる線量上昇が観測された。高速増殖炉もんじゅの位置する北陸地方の沿岸地域は、全国的に見ても有数の雷活動の多い地域、しかも冬季雷の多発地帯である。これまでに「もんじゅ」では冬季に雷活動によると考えられる放射線モニタの上昇が見られることはあった。しかし、そのほとんどは電磁的なノイズの影響を比較的受け易い電離箱検出器のモニタのみであり、併設されている NaI 検出器の放射線モニタや電源を用いず一定期間その場の積算線量を測定する熱ルミネセンス線量計（TLD）の線量まで上昇することは極めてまれであった。

そこで、雷活動による放射線発生に関するこれまでの国内外の観測結果、及び理論研究について調査するとともに、もんじゅ建設所周辺で得られた測定結果を解析し、線量上昇をもたらした放射線の特徴を調査した。さらに、雷活動による放射線発生のメカニズムを解明するために、雷雲中での放射線挙動を解析するモンテカルロ計算コードを開発、整備し、雷雲中、特に雷雲下部から地上付近にかけての放射線の発生条件、特徴、及び地上付近での観測可能性について解析評価した。

本論文では、上記の調査、解析結果について述べ、雷雲内で発生すると考えられる事象から推察される雷放電開始メカニズム、及び誘雷法についても考察する。

1.2 本論文の概要

第1章に引き続き、第2章では放射線の観測システム、及び同システムによる雷活動時の放射線観測の事例をもとに、観測結果及び観測結果から得られた放射線の特徴と観測上の問題点について述べる。

第3章では、雷雲中での電子・光子の挙動に関するモンテカルロ計算コードの開発研究について述べる。また、有限要素法を用いて雷雲の電界構造をモデル化し、モデル化した

電界領域での電子・光子の挙動解析を行う。さらに、高電界領域で生成される逃走電子、及び制動放射線の発生について記述する。逃走電子の生成により、高電界領域で電子密度が急激に上昇することから、放電開始への放射線の関わりについても述べる。

第4章では、放射線発生のトリガーとしての可能性の高い宇宙線ミュオンについてその特徴を述べるとともに、ミュオン及び空気分子との衝突により生成されるノックオン電子の雷雲中での挙動についてモンテカルロ計算の結果を記述する。

第5章では、上記の研究結果をもとに、ミュオンの特長を生かした誘雷手法に述べる。高エネルギー加速器より生成されるミュオンをコリメートして、雷雲の高電界領域に向けて放出することにより、電子・光子の電磁シャワーを起こす可能性について述べる。

第6章は、本研究で得られた結果の総括を行うとともに、今後の課題について述べ、結論とする。

第 2 章

雷活動時の放射線量上昇の観測

2.1 緒言

本章では、高速増殖炉もんじゅ建設所周辺で発生した冬季雷に起因すると考えられる線量上昇の観測結果、及び観測結果から推察される放射線の特徴、さらに観測から得られた放射線計測上の問題点について述べる。まず、使用している放射線測定器とその特徴について記述する。次に、最も高い線量上昇を記録した 1997 年 1 月に発生した事象について述べ、その観測結果から得られた放射線のエネルギーについて考察する。さらに、測定上の問題点と、課題について記す。

2.2 放射線観測手法

原子力発電所等の施設周辺には、原子力施設に起因する放射線（ γ 線）の異常の有無を監視するために、空間放射線量率を連続測定する環境放射線モニタと、一定期間その場で受ける線量を測定する積算線量計が設置され、常時放射線をモニタリングしている [20]。環境放射線モニタは、環境放射線モニタリングシステムとも呼ばれ、原子力施設の規模によって異なるが、複数の放射線モニタの線量率などの測定データが、同じく施設周辺に設置してある気象観測装置による気象データと併せてテレメータシステムにより集中監視が行われている。また、積算線量計は環境放射線モニタを補完する形で施設周辺に多数設置されることが多い。これらの測定機器は指示値が平常の変動範囲内にあるかどうかを判断することが重要となるため、定期的な点検校正、及び設備の保全が図られて、長期間の連続測定が行われている。

2.2.1 環境放射線モニタ

原子力施設周辺の空間放射線の測定する環境放射線モニタには、通常、NaI(Tl) シンチレーション検出器（以下、NaI 検出器という）と電離箱式検出器を併設して使用することが多い [21]。もんじゅ建設所で使用しているモニタもこの2種類の検出器が用いられ、前者は低レンジモニタ、後者は高レンジモニタと呼ばれている。検出器は、それぞれ $2''\phi \times 2''$ 円筒形の NaI 検出器と加圧式電離箱（ 8 kg/cm^2 -Ar 充填、 $35 \text{ cm}\phi$ 球形）である。両方とも平常時から計測しているが、電離箱式検出器は測定可能な線量率範囲が $\sim 0.1 \text{ Gy/h}$ と広いため、事故時に放出される放射能による高線量率の測定用として設置されている。低レンジモニタに使用している NaI 検出器は、主として原子力施設からの放射線の異常の有無を監視するために設置されており、測定エネルギー範囲は通常 60 keV から 3 MeV までである。 3 MeV 以上の宇宙線の高エネルギー成分はカットしていることが多い^{*1}。一方、電離箱式検出器は、エネルギー範囲の上限を限定することができないため、高エネルギーの宇宙線成分も含めて測定していることとなる。このため、両者は同じ位置に設置していても、測定値（線量率）は異なり、電離箱式検出器の方が高めの値を示す。

これらの検出器は、野外で測定するため、空調設備や電源設備、中央監視局への伝送設備、電磁シールド、接地線を施した観測局舎内に設置されている。このような環境放射線モニタを内蔵した観測局舎はモニタリングポストと呼ばれる。また、放射線モニタに加えて、気象観測装置まで具備した局舎はモニタリングステーションと呼ばれている [20]。Fig. 2.1 にもんじゅ建設所に設置されているモニタリングポストの例を示す。局舎の天井部に高レンジと低レンジの両モニタの検出器が取り付けられ、厚さ 1 mm のアルミ製のドームで覆われている。もんじゅ構内には、モニタリングポストは4基（MP-1~4）あり、いずれももんじゅ建設所を囲む山々の尾根沿いの敷地境界付近に設置されている。また、海側にはモニタリングステーションが1基（MS-1）設置されている。この他にも、敦賀半島周辺に設置されている3基のモニタリングステーションの測定データがもんじゅ構内の中央監視局に伝送されている^{*2}。測定データは、10秒ごとの瞬時値をサンプリングしており、計算機で1分、10分、及び1時間平均値を算出している。

^{*1} 後述するように、線量率データとは別に放射線のエネルギースペクトルを測定するために約 150 keV から約 5 MeV までのパルス信号出力を計測器より分岐して多重波高分析器（MCA）に入力している。

^{*2} この他、サイクル機構では、ふげん発電所周辺を監視するためにモニタリングポスト及びモニタリングステーションがそれぞれ2基設置され、環境放射線のモニタリングをしている。

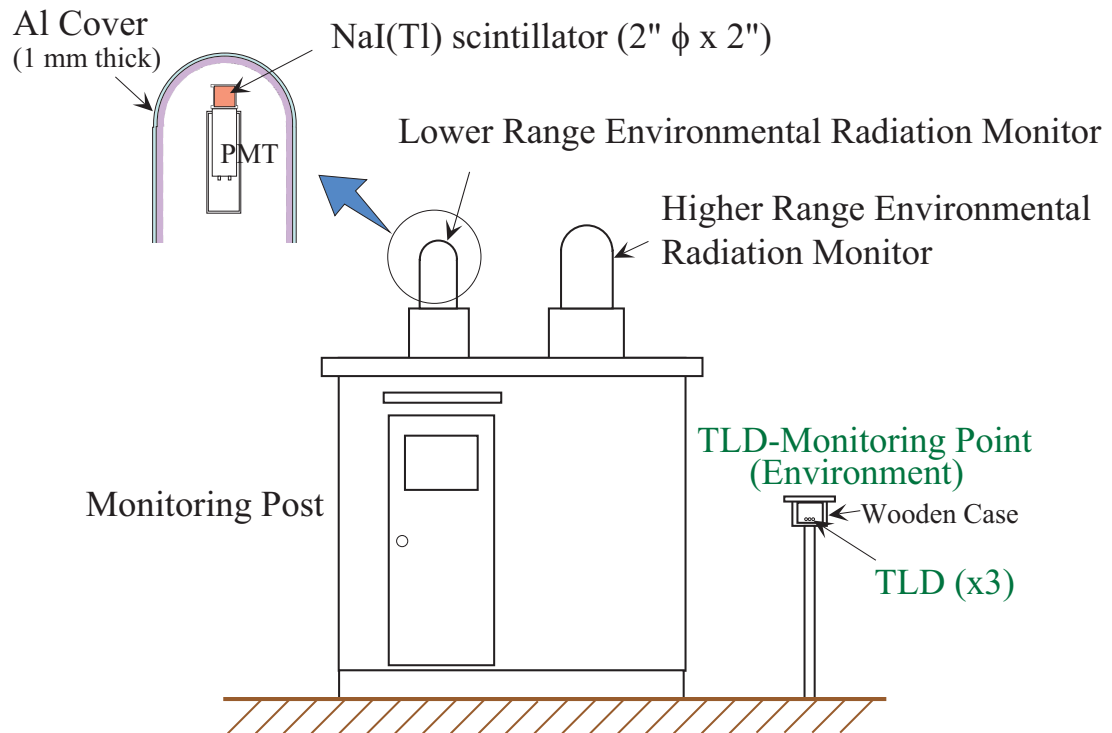


Fig. 2.1 もんじゅサイト内にあるモニタリングポストの概念図

2.2.2 積算線量計

一定期間にその場で受ける線量を測定するために、原子力施設周辺等には熱ルミネセンス線量計（TLD: Thermoluminescent Dosimeter）や蛍光ガラス線量計などの積算線量計が配置されている。もんじゅ建設所では、敷地内の環境中、及びもんじゅの原子炉附属建物などの主要施設内外の壁、屋上（放射線の管理区域境界に相当する場所）に TLD を設置して積算線量を測定している。

環境測定用 TLD の測定点は、モニタリングポイントと呼ばれる。このモニタリングポイントは、モニタリングポスト／ステーション横に設置されているもの（Fig. 2.1 参照）も含めて、もんじゅ敷地内各所に計 12 箇所（TL-E1 ～ -E12）ある。

また、管理区域が設けられている建物周りの壁、屋上には計 10 箇所に管理区域境界測定用の TLD があり、施設からの放射線の異常の有無を監視している。

この熱ルミネセンス線量計は、放射線の照射を受けた物質が励起状態となり、物質が加熱されたとき、励起状態が解放されて光を発する現象を利用した測定器である。熱ルミネセンス物質（ここでは、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ ）はガラス管に封入し、エネルギー補償のためのシールドを組み込んだキャップで覆って使用される（Fig. 2.2 参照）。環境測定用は通常 3 ヶ

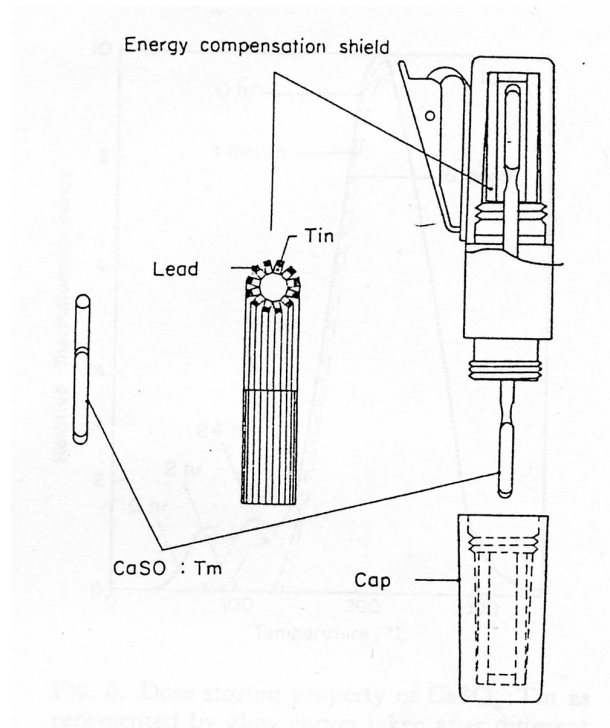


Fig. 2.2 TLD 素子の構造 [22]。図は個人線量計用のため、キャップにポケット装着用のクリップが付いているが、環境測定用のものにはクリップはない。

月間、建物内外の管理区域境界測定用は1週間間隔でTLD素子を交換回収し、素子を加熱して発光量を読みとるリーダを用いて積算線量を測定する。

2.3 もんじゅ周辺における放射線量の変動

放射線モニタ等の指示値上昇が見られた高速増殖炉もんじゅの位置する北陸地方の沿岸地域は有数の雷活動の多い地域、しかも太平洋側とは異なり冬季雷の多発地帯である。これまでも、もんじゅでは冬季に雷活動によると考えられる瞬時的な放射線モニタの指示値が上昇する事象が発生している。しかし、そのほとんどは電磁的なノイズの影響を比較的受け易い電離箱検出器のモニタのみであり、併設されているNaI検出器や電氣的機器を用いないTLDまで上昇することはまれである。しかしながら、報告例は少ないが、以前から冬季雷活動時に線量上昇をもたらす事象が発生することがあることは知られていた[17]。

もんじゅ建設所周辺で観測された最も大きい線量上昇を示した事象について以下に記す。

前述のように、もんじゅ建設所サイト内には、原子力施設からの放射線を監視するため

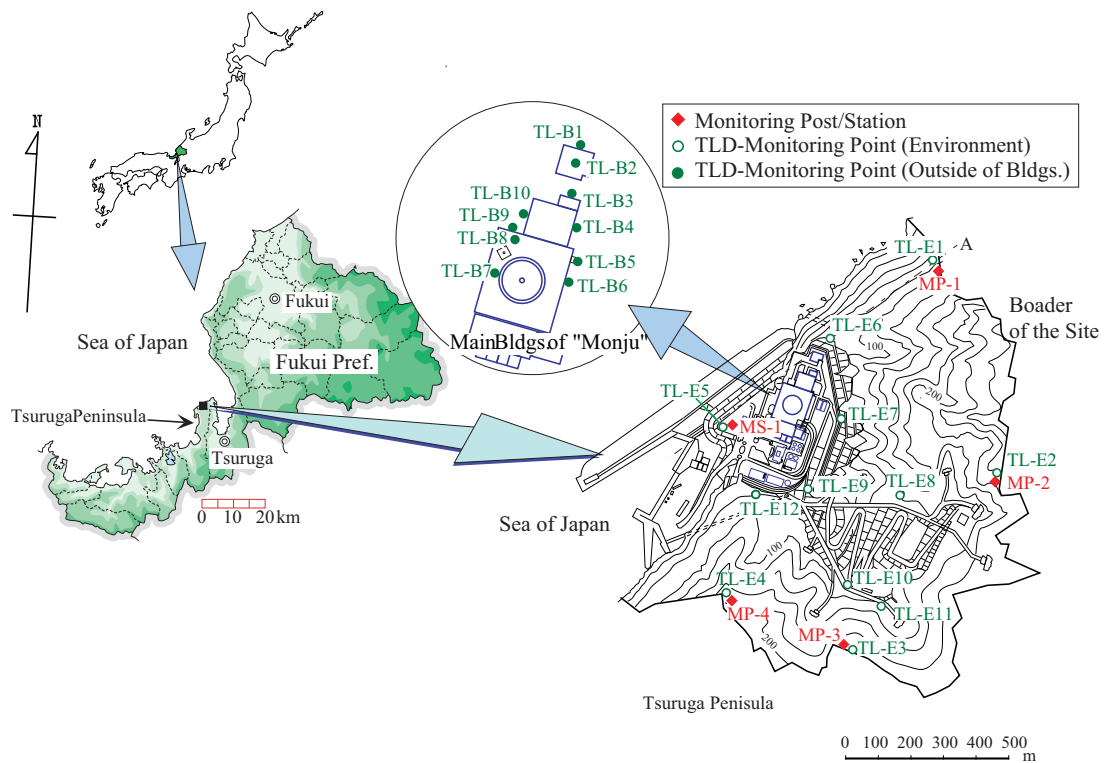


Fig. 2.3 高速増殖原型炉もんじゅ周辺と環境放射線モニタリング地点

に、敷地境界付近に空間放射線量率を測定するモニタリングポスト／ステーション（以下、環境放射線モニタという）が5基、TLDを用いたモニタリングポイントが12カ所、さらに建物周りにも多数のTLDを用いた測定ポイントが10カ所あり、常時環境放射線のモニタリングをしている。これらのモニタリング地点をFig. 2.3に示す。

この環境放射線モニタの電離箱及びNaI検出器の指示値が上昇する事象が発生したのは、1997年1月29日午前4時31分である。前日夕刻より「もんじゅ」がある敦賀半島周辺で雷放電が発生しており、雷活動は朝まで続いた。また、同日朝まで断続的に雪が降っており、同日4:00から5:00までのもんじゅ敷地内での降雪量は2.0mm、平均気温は4.1℃、湿度は80%、西の風、風速7.2m/sであった。

北陸電力（株）の雷撃位置標定システムLLS（Lightning Location System）では、前日17時より翌8時までの間に敦賀半島周辺において6回の落雷を記録^{*3}しており、このとき（LLSでは4時30分）の落雷地点は「もんじゅ」より約9km南南西の海上とLLSでは記録している^{*4}。LLSによる敦賀半島周辺の落雷データをTable 2.1に示す。

^{*3}（財）日本気象協会のオンライン気象情報システムMICOSのデータによる。

^{*4} LLSは落雷は記録するが、雲放電は記録しない。また、冬季雷の場合、水平放電路が長いものもあるため、落雷位置の精度は悪いとされている。

Table 2.1 LLS で記録された 1 月 28 日 17 時から 29 日 8 時までにもんじゅ周辺
(± 10 km) で記録された落雷の発生数

月	日	時	分	緯度	経度	強度	多重度
1	28	19	45	35.826	136.051	-18.7	3
1	29	2	37	35.812	135.925	-248.8	1
1	29	2	53	35.73	135.912	61.7	1
1	29	3	54	35.631	135.962	-21.2	2
1	29	4	30	35.673	135.961	-217.4	1
1	29	7	37	35.738	135.905	49.2	2

しかし、環境放射線モニタの指示値が上昇したのは 4:31 に発生した事象の 1 回だけである。また、「もんじゅ」施設内のいくつかの放射線モニタの指示値も上昇している。それらの内、多くは電磁ノイズの影響を比較的受けやすい電離箱検出器であり、指示値上昇の原因は電磁ノイズによるものと考えられている。

一方、落雷直後の 1 月 29 日に「もんじゅ」の建物内外に設置してある管理区域境界の線量監視用の TLD を回収し測定した結果、建物外に設置してあったもののほとんどが有意に高い値を示している。また、環境監視用の TLD についても、1 月 30 日から 2 月 6 日にかけて回収し測定を行っている。

以下に、このとき回収した TLD の測定結果や環境放射線モニタの指示値の変化について記す。

2.3.1 TLD の測定結果

もんじゅ敷地内及び敷地境界付近には環境監視用に 12 箇所の TLD のモニタリングポイントがあり、各ポイントには通常 3 本の TLD (Panasonic, UD-200S) が設置され、通常 3 ヶ月ごとに回収し測定している。この他にも、「もんじゅ」の管理区域境界外側の線量監視用として、TLD が 2 本ずつ設置され、1 週間ごとに回収、測定を行っている。落雷により放射線モニタの瞬時的な指示値上昇が見られた 1 月 29 日を含む期間（管理区域境界測定用は 1 週間、環境測定用は約 1 ヶ月）の測定結果を Fig. 2.4 に示す。

同図には、このときの TLD 設置期間で規格化した平常の変動範囲（過去データの平均線量 $\pm 3\sigma$ ）を併せて記すが、そのほとんどが平常の変動範囲を超えて上昇している。この測定結果から平常の平均線量（環境測定用は過去 5 年間、建物周りは前年度 1 年間の期間当たりの平均値）を差し引いた測定値の上昇分の分布を Fig. 2.5 に、また MP-1 から

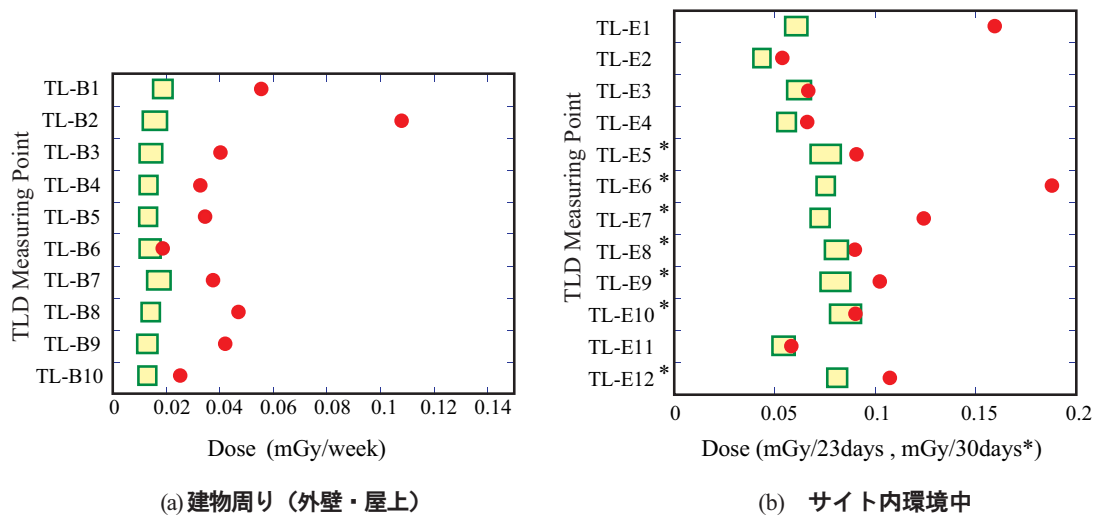


Fig. 2.4 TLD による線量測定結果と平常の変動範囲

南西側の海（取水口付近）までの断面図と TLD の上昇分の分布を Fig. 2.6 に示す。これらの図から明らかなように、環境放射線モニタの中で最も高い値を示した「もんじゅ」北側の山の尾根筋にあるモニタリングポスト MP-1 の側に設置している TLD（TL-E1）とその近傍の尾根筋下方にある TLD（TL-E6）、及び固体廃棄物貯蔵庫の屋上に設置している TLD（TL-B2）が、約 0.1 mGy 前後と最も高い上昇を示し、そこから離れるに従って、低くなる傾向を示している。また、管理区域境界に設置した TLD について、建物外壁及び屋上に設置したものは、Fig. 2.4 に示したように、ほとんどが有意な上昇を示している。さらに、Fig. 2.6 から明らかなように、建物周りの TLD でも、屋上に設置したものの方が、外壁に設置したものより高い上昇を示している。なお、建物内に設置した TLD の測定値は、全て通常の変動範囲内であった。これらのことから、TLD の線量上昇をもたらせたものは、建物の外側、しかも上方から来たものであることが推察される。

2.3.2 環境放射線モニタの指示値上昇

環境放射線モニタの指示値が急激に上昇したときのもんじゅサイト内に設置されている各モニタの指示値の時間変化を Fig. 2.7 に示す。図は 10 秒値の変動を示したものであるが、最も海側に設置されているモニタリングステーション MS-1 の指示値が最初に上昇し始め、続いて北側のモニタリングポスト MP-1 が上昇し、最高値は 5,000 nGy/h 以上に達している。遅れて南東側のモニタリングポスト（MP-2, MP-3）の指示値も上昇してい

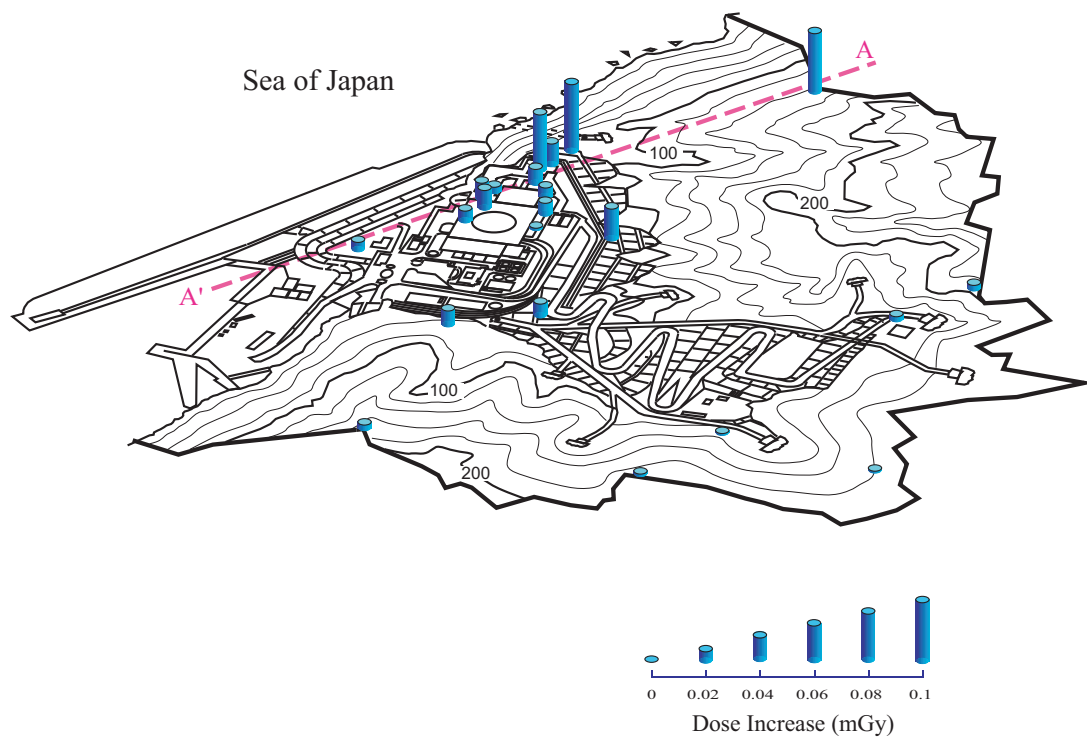


Fig. 2.5 TLD 測定値の上昇分の分布

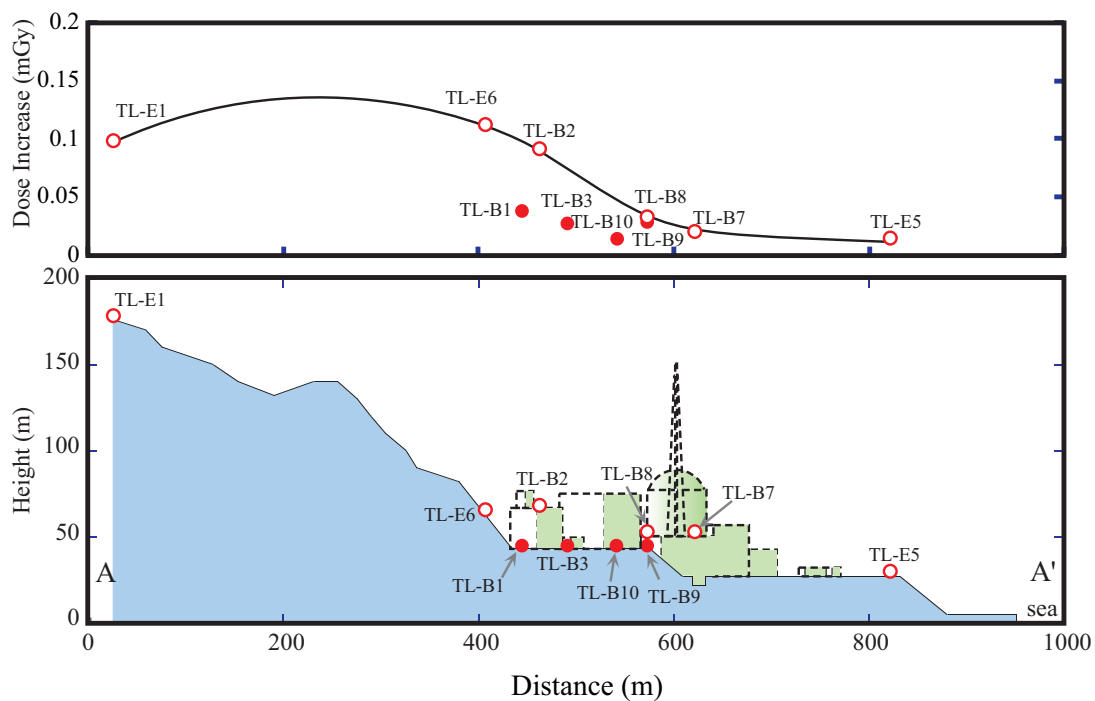


Fig. 2.6 もんじゅ建設所周辺の断面図と TLD の上昇分の分布

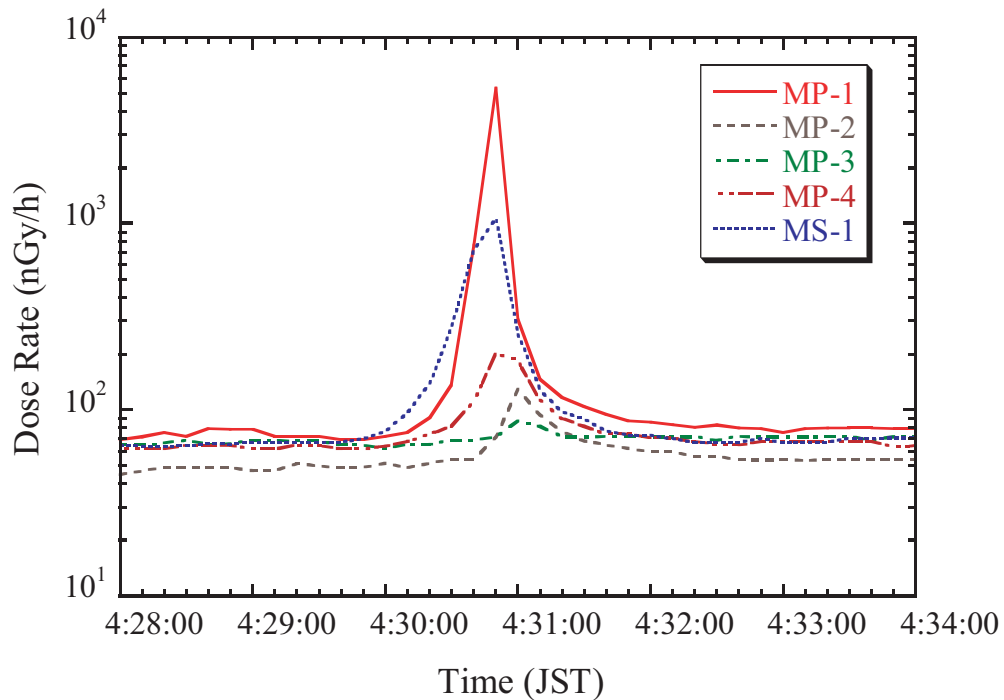


Fig. 2.7 環境放射線モニタの指示値変動（10 秒ごとの瞬時値）

るが、変動幅は大きくはない*⁵。

これらのことから、モニタの指示値上昇は、

- モニタの設置場所により、指示値の上昇開始時間が異なる。
- 上昇開始から最高値に達するまでに 20 ～ 30 秒程度要している。
- 指示値の立ち下がり時間は 30 ～ 40 秒程度と時定数によると考えられるような指数関数的な減少傾向を示す。
- モニタの指示値上昇幅とその近傍に設置している TLD の線量上昇の度合いはほぼ同傾向を示している、

といった特徴を示していることが分かる。よって、モニタの指示値上昇は、もんじゅ周辺で発生した落雷（雷放電）の時間よりはるかに長い数 10 秒程度持続したと考えられる。

2.3.3 エネルギースペクトルと線量評価

環境放射線モニタの中で最も高い値を示した MP-1 の NaI 検出器の信号出力に多重波高分析器（MCA）を設置しており、1 時間ごとに検出器の波高分布データを外部記憶装置

*⁵ 降雨時に大気中の Rn 子孫核種の降下により線量率が上昇することがあるが、200 nGy/h を超えることはない。

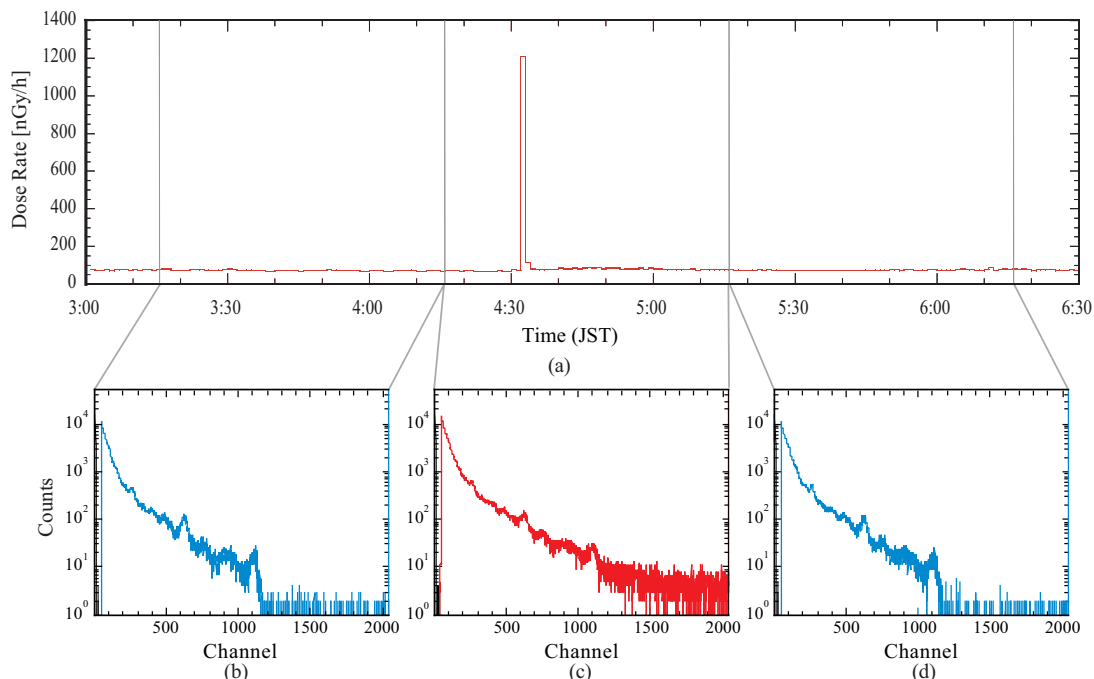


Fig. 2.8 モニタリングポスト MP-1 の線量率（1 分間平均値）の時間変動（a）と 1 時間毎の波高分布の変動（b – d）

に記録^{*6}している。指示値が上昇した午前 4 時 31 分を含む 1 時間の波高分布の測定データ（午前 4 時 17 分～5 時 16 分）とその前後 1 時間の測定データを、放射線モニタ（NaI 検出器）の線量率の時間変動とともに Fig. 2.8 に示す。

ここで、落雷時を含む 1 時間の測定データ（Fig. 2.8(c)）から“バックグラウンド値”として前後 1 時間データの平均値（ $= ((b) + (d))/2$ ）を引いた“雷活動による影響分”を求める。前後 1 時間のデータに有意な変動はないことから、Fig. 2.9 に示す“正味の波高分布”は、“雷活動による影響分”といえる。

この“雷活動による影響分”の波高分布が全て X・ γ 線によるものと仮定すると、NaI 検出器の波高分布 $P(E)$ と検出器に入射した X・ γ 線のエネルギースペクトル $\phi(E)$ の関係は、以下の積分方程式で表される。ここで積分核 $K(E; E')$ は、NaI 検出器の応答関数である。

$$P(E) = \int K(E; E')\phi(E')dE' \quad (2.1)$$

この“雷活動による影響分”の波高分布データから、入射したと考えられる X・ γ 線のエネルギースペクトルをアンフォールディング法によりを求める。

^{*6} この MCA では NaI 検出器の信号出力の内、低エネルギー側 2,000 チャンネル（約 5 MeV 以下）のみを記録しているため、ここで扱う MCA データは全て 5 MeV 以下についてである。

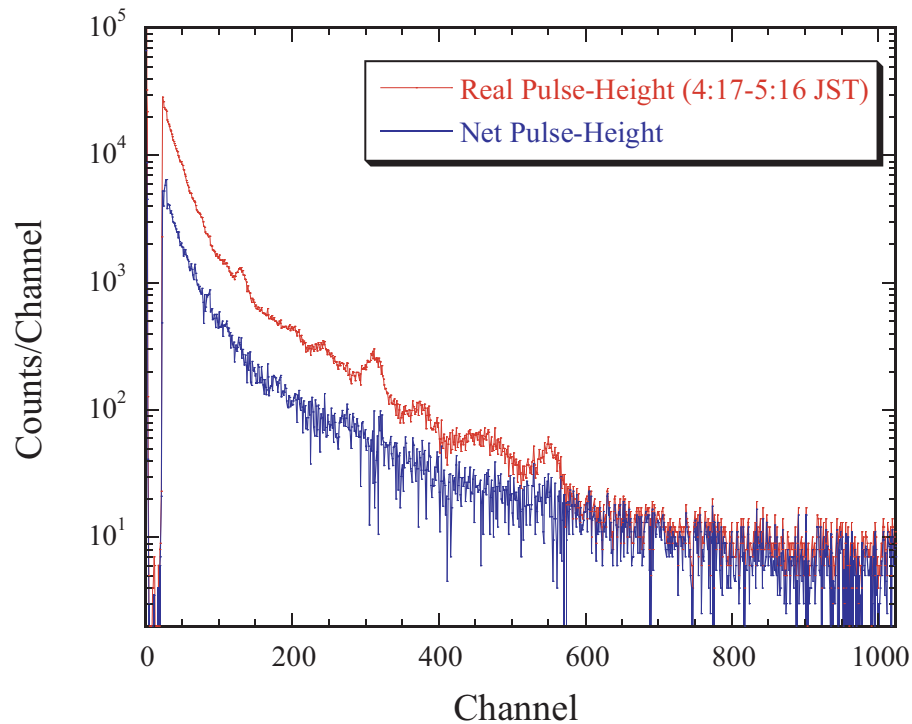


Fig. 2.9 測定した波高分布とバックグラウンド値を差し引いた“雷活動による影響”と考えられる波高分布（2,000 ch のデータを 1,000 ch に縮約して表記）

ここで、検出器の X・ γ 線に対する応答関数 $K(E; E')$ は、モンテカルロ計算により求め、その妥当性については放射線同位元素 (RI) の標準線源を用いた実験により確認することとする。検出器のカバー (アルミ製) から NaI シンチレータまで、モニタリングポストのモニタ検出部を CG (combinatorial geometry) 法により詳細にモデル化 [23] し、電子・光子輸送モンテカルロ計算コード EGS-4/PRESTA システム [24, 25] を用いて応答関数を計算する。計算にあたって、X・ γ 線のエネルギー 50 keV~5 MeV までを 16 群に分け、各群内は乱数を用いて任意のエネルギーの光子を放出させることにより、各群の検出器の応答関数を求めることとする。また、モンテカルロ計算では求められない検出器固有の応答関数の広がり (検出器の分解能) についてはガウス分布を仮定する ($\sigma = A/\sqrt{E}$ 、エネルギー E の単位: MeV)。計算により得られた検出器の応答関数を Fig. 2.10 に示す。

ここで定数 A は、検出器カバー上に RI 線源 (^{133}Ba 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs) を置いて得られた波高分布の実測値と各 RI 線源に対する応答計算の結果を比較することにより決定する ($A = 5.0 \times 10^{-3}$)。その結果、いずれの核種とも計算による波高値及び分布が実測値と充分に一致することが確認されている (Fig. 2.11 参照)。

アンフォールディング計算には、逐次近似法による中性子スペクトル解析コード SAND-II [26] を基に X・ γ 線スペクトル解析コードを作成し、上述の NaI 検出器の応答関数と

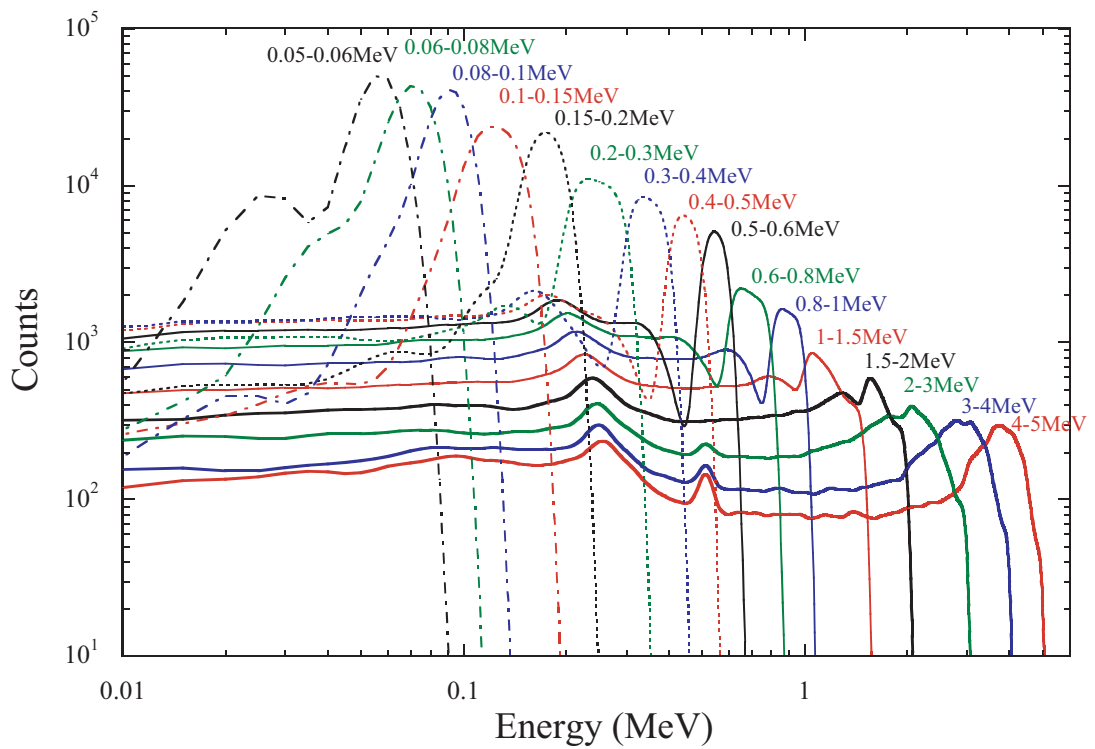


Fig. 2.10 50 keV から 5 MeV までの MP-1 (NaI 検出器) の応答関数

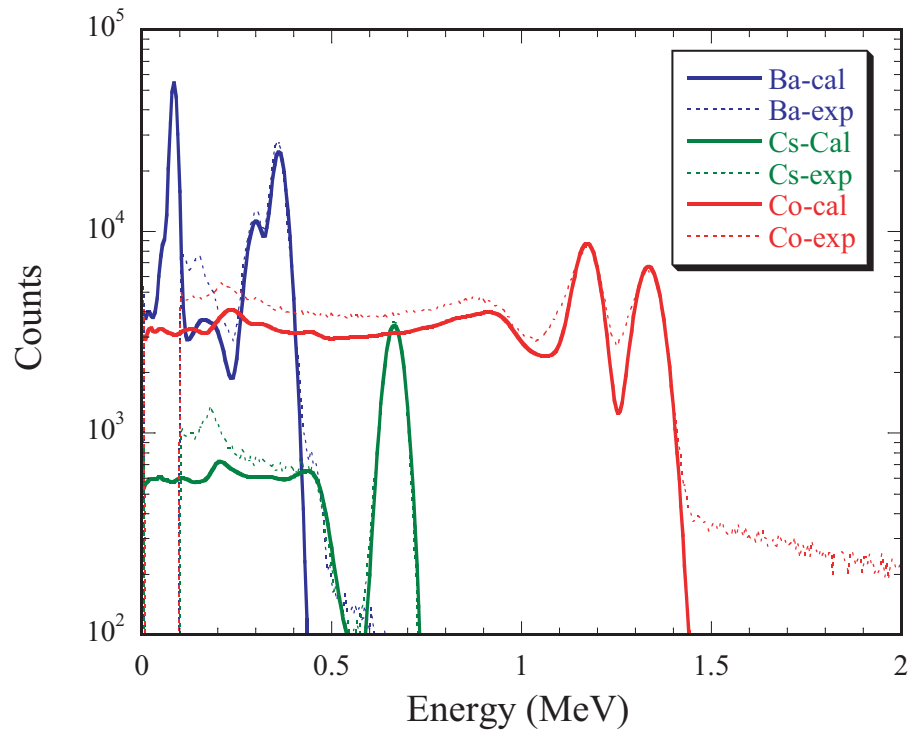


Fig. 2.11 放射性同位元素 (RI) を用いた実験結果とモンテカルロ計算結果の比較

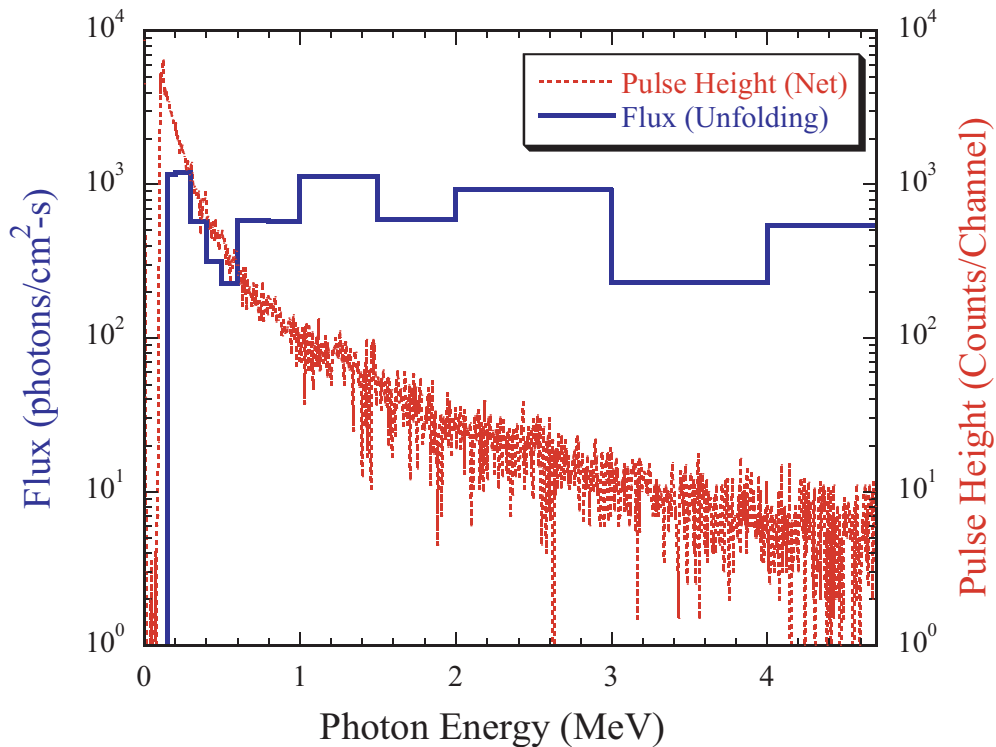


Fig. 2.12 NaI 検出器の波高分布とエネルギースペクトルの解析結果

計算の初期値として実測により得られた波高分布を用いて繰り返し計算を行い、エネルギースペクトルの解を求めた^{*7}。その結果を、Fig. 2.12 に示す。

図から明らかなように、スペクトル分布は 5 MeV 付近まで平坦な連続スペクトルを示すことから、高エネルギーの荷電粒子から放出される制動放射線によるものと考えられる。

そこで、パラメータ計算として、上空 500 m、及び 1 km より、高エネルギー電子（エネルギー：5 MeV、10 MeV）を下方に放出した場合の地上での制動放射線のエネルギースペクトルをモンテカルロ計算により求めることとする。計算結果を、Fig. 2.13 に示す。

Fig. 2.13 に示されるように、得られた制動放射線のスペクトルは、測定値にアンフォールディング計算して求めたスペクトルとほぼ同様の形状をしており、環境放射線モニタの線量率上昇は高エネルギー電子が空気分子との衝突により発生した制動放射線によるものであることが推察される。

次に、得られたスペクトルから、次式により“雷活動による影響分”の線量 D を算出

^{*7} 積分方程式 (2.1) は、行列式 $\mathbf{P} = \mathbf{K} \cdot \Phi$ で表される。測定された波高分布 $\mathbf{P}_0 = \Phi_1$ として、 $\mathbf{P}_1 = \mathbf{K} \cdot \Phi_1$ を求め、 $n+1$ 次の近似解 Φ_{n+1} は、 $\Phi_{n+1} = \mathbf{P}_0 \cdot (\Phi_n / \mathbf{P}_n)$ の関係式により求められる。

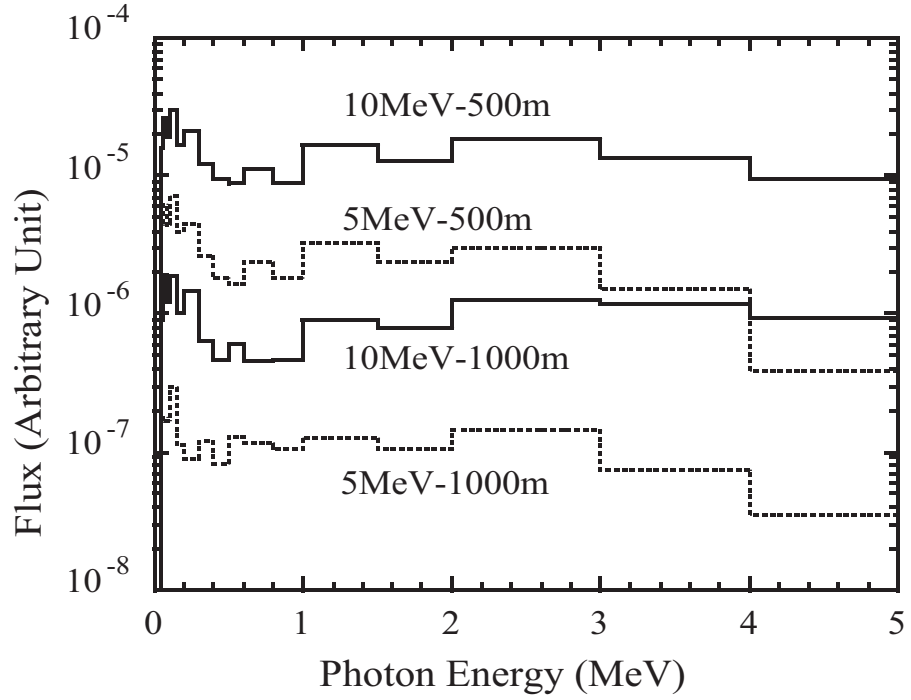


Fig. 2.13 モンテカルロ計算により求めた上空から高エネルギー電子を照射したときの地上での制動放射線のスペクトル

する。

$$D = \sum_{k=1}^{16} R_k \phi_k \quad (2.2)$$

ここで、 R_k 、 ϕ_k [$k = 1, \dots, 16$] は、それぞれ 50 keV から 5 MeV までを 16 群に区分した各群の空気吸収線量の換算係数 [27] と X・ γ 線エネルギースペクトルである。計算の結果、アンフォールディング計算により得られた空気吸収線量 D は約 36 nGy である。

この結果は、隣接した地点での TLD による空気吸収線量の“雷活動による影響分”約 0.1 mGy (第 2.3.1 節 参照) と大きく異なるものである。

この違いについて、次節で検討する。

2.4 考察

2.4.1 計測上の問題点

TLD により測定された線量とモニタ指示値をアンフォールディング計算して求めた線量は、約 3 桁と大きく異なった。この原因として、以下に示す理由が考えられる。

- (1) MCA での計測時間：検出器からの信号パルスは MCA の AD 変換器を通して波高分布を求めたが、AD 変換器のクロック周波数が 50 MHz と遅いものであったために計数しきれず、大量の放射線が入射したときの MCA のデッドタイムが大きくなり、数え落としが急速に増えた。
- (2) 計測エネルギー範囲：MCA では 50 keV ～ 5 MeV の放射線を計数したが、それ以外の領域の放射線は計数していない。
- (3) 制動放射線以外の入射：アンフォールディング計算は入射した放射線が全て $X \cdot \gamma$ 線と仮定して計算したが、異なる線種、例えば電子線等の入射があった場合、NaI 検出器と TLD では感度は大きく異なる。

もし計測範囲より高エネルギーの放射線が入射した場合、低エネルギー側にも影響が出る。また、150 keV より低い放射線が入射した場合、TLD も感度が低くなるため、上記第 2 項の可能性は低いと考えられる。

よって、第 1、第 3 項の影響によることが考えられる。

これらの問題を明らかにするためには、第 1 項に関して、高速応答する検出器、例えばプラスチックシンチレータを用いることにより、急激に立ち上がる放射線バーストの検出が期待できる。しかしながら、プラスチックシンチレータは NaI シンチレータと異なり、そのままではエネルギー情報がとれないため、ディスクリミネータで複数のエネルギーチャンネルを設定し、MCS (Multi Channel Scaler) 等で計測することが妥当と考えられる。また、次善の策として、NaI 検出器に取り付ける MCA を高速化することにより、ある程度の改善も期待できる。

第 3 項については、応答特性異なる複数の検出器を配置することにより、ある程度の弁別が可能と考えられる。特に、電子線の場合、エネルギーにより吸収が大きく異なること、検出器筐体で発生する制動放射線の量が大きく異なることから、検出器の構造、応答特性が明らかな複数の検出器を用いることが重要と考えられる。

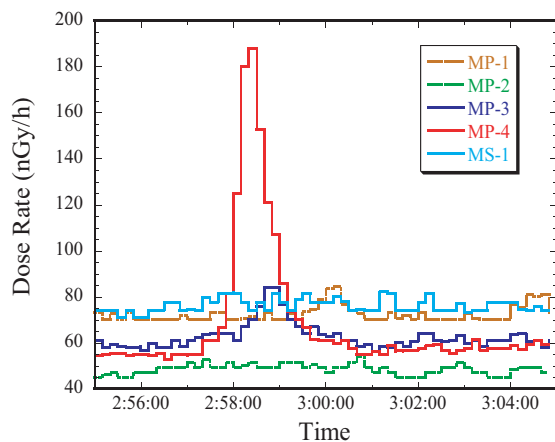
2.4.2 線量上昇とその特徴

1997 年 1 月に発生した事象はこれまでで最も大きいものであったが、それより小さい線量上昇は多いときで 1 年に 1、2 回発生している。測定結果例を Fig. 2.14 に示す。

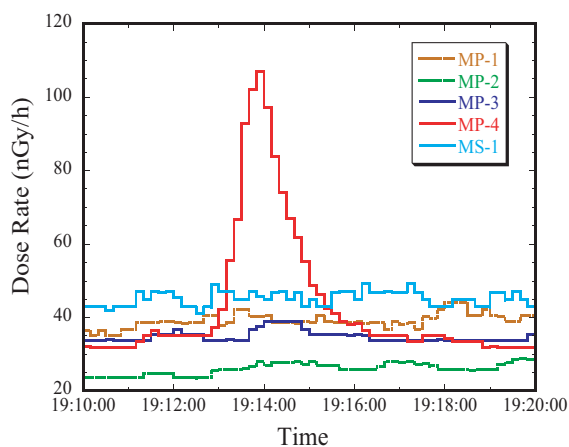
ここで、Fig. 2.14 の (a) – (c) はもんじゅ敷地内で測定されたデータ（全て NaI 検出器）であり、(d) は敦賀半島東側のモニタリングステーション (MS-3) で測定されたデータ（NaI 検出器と電離箱検出器）である。

これらの事象と前節で述べた事象は、共通して下記の特徴を有している。

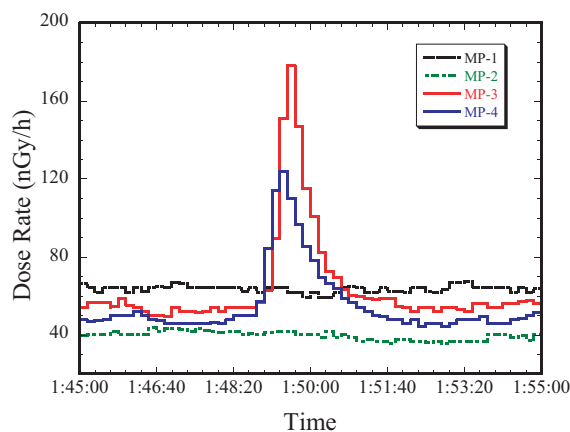
- モニタ指示値が上昇開始から最高値に達するまでの時間は数 10 秒程度である。



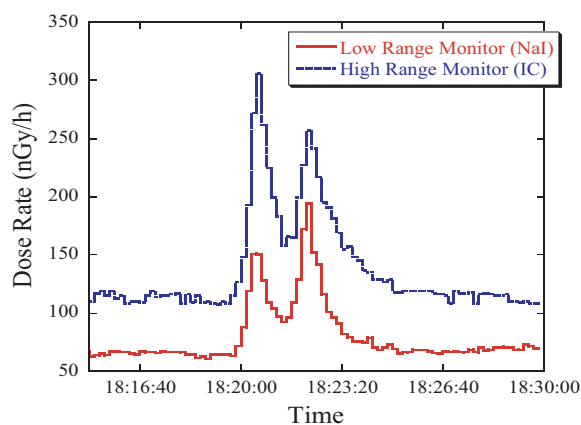
(a) 2001.1.14



(b) 2001.1.16



(c) 2002.1.3



(d) 2002.12.10

Fig. 2.14 近年観測された環境放射線モニタの指示値上昇

- 最高値に達した後、数 10 秒から 1 分程度で元の指示値に戻る。
- 複数のモニタが設置されているもんじゅ建設所構内の観測では、指示値の上昇開始時間は必ずしも同時ではなく、10 ～ 20 秒程度ずれることもある。
- もんじゅ建設所構内の全ての環境放射線モニタの指示値が上昇したのは前述の 1 回だけであり、多くは 1 基、ないしは数 100 m の距離で隣接する 2 基程度である。
- 全て雷雲が周辺にあるとき発生しているが、必ずしも落雷位置標定システム (LLS) により落雷が記録されている時間と同時に発生してはいない。モニタの指示値上昇前後に落雷が記録されていない事象もある。

これらの特徴は、付録 A で述べる雷雲中で気球や航空機で観測された事象と似た特徴を示している。このことから、雷雲中で観測される事象と冬季雷により地上で観測される事象とは同根の事象とも考えられ、ここから以下のことが推察される。

- 放射線強度の上昇は、個々の雷放電に伴うものではなく、雷雲内の電界強度が上昇したときに発生する。
- 放射線の発生領域は数 100 m の範囲である。
- モニタの指示値は時定数で元に戻っていると考えられるため、雷放電により高電界が消失したときに制動放射線の発生も停止する。

2.5 結言

本章では、高速増殖炉もんじゅ建設所周辺で発生した冬季雷活動時の放射線量上昇に関する観測結果と放射線計測上の課題について述べた。

冬季雷活動時の放射線量上昇は、環境放射線モニタの指示値の上昇は数 10 秒程度である。また、影響を受ける範囲は数 100 m 程度という局所的な範囲であるという全て共通した特徴を有している。しかしながら、環境放射線モニタと併設した TLD のデータでは、冬季雷活動に伴うと考えられる線量上昇に大きな差があり、放射線計測上及び線量上昇をもたらした放射線の評価上、課題を残すものであった。

第 3 章

雷雲中での電子・光子挙動解析

3.1 緒言

雷雲電界中で電子（陽電子）が加速され、制動放射線が発生するためには、空気分子との衝突による抵抗より電界による加速の力の方が大きくなる必要がある。そこで、雷雲を模擬した電界強度を組み入れた 3 次元の電子・光子輸送モンテカルロ計算コードを作成し、大気中での電子・光子の輸送計算を行い、雷雲電界により加速された電子、すなわち逃走電子の生成と逃走電子と空気分子との衝突による制動放射線の発生の可能性について計算する。

本章では、その手法と計算結果について述べる。また、計算結果から推察される高エネルギー電子束密度の増加と雷放電開始メカニズムについて考察する。

3.2 電子・光子輸送モンテカルロ計算コードの開発

雷雲中での放射線の挙動を解析するために、電子・光子輸送モンテカルロ計算コード EGS4 [24] に、電界中での電子・陽電子の挙動を追跡するルーチンを組み込んだユーザーコードを開発した [28, 29]。以下に、EGS4 コード及び外部電界を組み込んだコードについて述べる。

3.2.1 モンテカルロ計算コード EGS4 の概要

EGS4 コードは、電子・陽電子・光子の輸送と電磁カスケードによる粒子生成をモンテカルロ法により計算するコンピュータコードであり、任意の元素、化合物、混合物中の電子・陽電子、及び光子の輸送を扱うことができ、以下の特徴を有している [30]。

- 光子、電子・陽電子とも離散的な過程ではなく、ランダムな輸送として扱われる

- 電子・陽電子の適用エネルギー範囲は、運動エネルギーで数 keV～数 1000 GeV である*¹。
- 光子の適用エネルギー範囲は、1 keV～数 1000 GeV である。
- EGS4 では、次の現象が取り扱われている。
 - － 電子・陽電子の制動放射
 - － 移動中・停止時の陽電子消滅（消滅 γ 線も追跡）
 - － 原子核による電子・陽電子の多重クーロン散乱（Molière モデル）
 - － Møller 散乱 ($e^- e^-$) と Bhabha 散乱 ($e^+ e^-$) によるデルタ線生成
 - － 離散的現象間での荷電粒子に適用される連続エネルギー損失
 - － 電子対生成
 - － コンプトン散乱
 - － 光電効果
- 計算に使用する各元素の諸データは各元素の断面積データを用いて PEGS4 で計算され、計算出力を直接 EGS4 で読み込む。
- 計算のジオメトリはユーザーが作成するプログラム（ユーザーコードという）で作成し、ユーザーの得たい情報を取り出す形となる。

* 本計算では、筆者らが作成した PRESTA-CG というユーザーコード [23] を用いて、単純な形（円筒、直方体等）の組み合わせにより、複雑な体系でも粒子束やある領域での吸収エネルギー量を計算できるようにしている*²。

* また、PEGS4 で使用する光子断面積ライブラリは最新の評価値を集めた PHOTX [31, 32] を用いる。

3.2.2 EGS4 コードへの外部電界ルーチンの組み込み

標準の EGS4 コードには外部電界を考慮したルーチンが入っていない。そこで、雷雲などの電界中での荷電粒子の運動を記述するために、Bielajew [33] の手法を用い標準の EGS4 の電子挙動を記述しているサブルーチン ELECTR を下記の式で書き換えるルーチンを作成する。

ここで、電子・陽電子が電界中で移動する場合、電界によるエネルギーの変化率を勘案して本来の EGS4 コードで計算する移動予定距離を修正する形をとる。さらに、移動し

*¹ 以下に述べる電界中での輸送計算では、電子・陽電子、及び光子の計算カットオフエネルギー（運動エネルギー）は、計算時間と計算結果に与える影響を考慮して、50 ～ 100 keV に設定する。

*² PRESTA は媒質境界付近での低エネルギー電子の取り扱いを精度良く計算する計算コードであるが、本研究での雷雲電界を模擬した計算では計算体系が単純であることから PRESTA は外して計算する。

た距離・位置から電界効果によるエネルギーの増減（下記の第 3 項の式）、及び飛行方向（第 1 項の式）の補正を行う。従って、電界効果による粒子位置の補正は直接行わず、ステップサイズを細かくすることにより近似している。

また、電界中で電子・陽電子が移動する際、電磁シャワーの発生により急激に 2 次粒子が発生する。このため、計算時にスタック（入射粒子 1 個が反応により生成される一連の粒子）領域のオーバーフローや計算時間の急激な増大が発生する。そこで、スタック数の増加にあわせてロシアンルーレット法によるバイアスをかける方式を EGS4 コードに組み込んだ。1 つの入射粒子の挙動を解析している間に、粒子数が指定するスタック数以上になった場合にロシアンルーレットにより粒子の削減を行い、ウェイトをかけることとする。

1. 飛行方向の式

$$\vec{u}_f = \vec{u}_0 + \Delta\vec{u}_{ms,ret} + \Delta\vec{u}_{ef}\Delta\vec{u}_{ef} = \frac{es}{m_0\gamma(E_0)\nu_0^2}(\vec{D}_0 - \vec{u}_0(\vec{u}_0 \cdot \vec{D}_0)) \quad (3.1)$$

2. 粒子位置の式

$$\vec{x}_f = \vec{x}_0 + \vec{u}_0 s + \frac{s}{2}(\Delta\vec{u}_{ms,ret} + \Delta\vec{u}_{ef}) \quad (3.2)$$

3. エネルギーの式

$$E_f = E_0 - \Delta E_{ret} + e\vec{D}_0 \cdot (\vec{x}_f - \vec{x}_0) \quad (3.3)$$

ここで、

$\vec{u}_{0/f}$: 移動前 (0) 後 (f) の飛行方向

$\vec{x}_{0/f}$: 移動前 (0) 後 (f) の位置

$E_{0/f}$: 移動前 (0) 後 (f) のエネルギー

$\Delta \vec{u}_{ms,ret}$: 多重散乱による飛行方向の変化

$\Delta \vec{u}_{ef}$: 外部電界による飛行方向の変化

ΔE_{ret} : 反応によるエネルギーの変化

e : 電子の電荷

s : 移動距離

$\vec{D}_0$: 電界強度

m_0 : 電子の静止質量

$\gamma(E_0) : (1 - \vec{\beta} \cdot \vec{\beta})^{-1/2}$ (ここで、 $\vec{\beta} = \vec{v}/c$)

ν_0 : 電子の移動前の速度

である。

上記の計算手法の確認を目的として、真空中の電界領域を電子・陽電子が移動する場合の飛跡は解析的に下記の式で表されるため、解析式と本コードの比較計算を行う。

$$x_{\parallel} = \frac{m_0 c^2 \gamma_0}{e D} \left(\cosh \left(\frac{e D x_{\perp}}{m_0 c^2 \gamma_0 \beta_{\perp 0}} \right) - 1 + \beta_{\parallel 0} \sinh \left(\frac{e D x_{\perp}}{m_0 c^2 \gamma_0 \beta_{\perp 0}} \right) \right) \quad (3.4)$$

ここで、 $x_{(\parallel, \perp)}$ は原点からの電界 ($\vec{D}$) の方向に対する距離、 $D = |\vec{D}|$ 、 γ_0 は原点での γ の値である。計算結果の比較を Fig. 3.1 に示す。

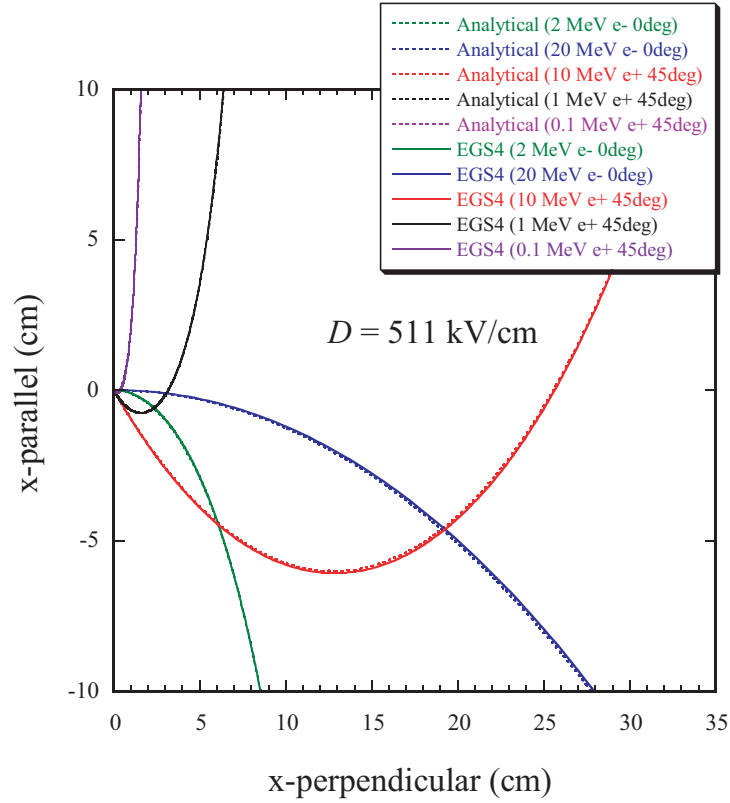


Fig. 3.1 解析式と計算コードの比較

図から明らかなように、両者はほとんど一致していることから、本コードを用いて雷雲中における電子・陽電子の挙動を計算する。

3.3 逃走電子の生成と制動放射線の発生

雷雲中の高度 z での電界 $\vec{E}(z)$ の場において、運動量 $\vec{p}$ の荷電粒子が運動方程式

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E}(z) - F(\rho(z), \vec{p}) \quad (3.5)$$

において、大気中での衝突による抵抗 $F(\rho(z), \vec{p})$ より大きい状態 ($d\vec{p}/dt|_{z=z_0} > 0$) となる必要がある。大気中 (1 気圧) での電子の抵抗 (阻止能) は、Fig. 3.2 で表されるため、エネルギーが 1 MeV 付近の電子が最も加速される可能性がある [34]。

例えば、加速される力 $eE - F$ が図の 2 重線の位置にあるならば、約 300 keV 以上のエネルギーを持つ電子が加速される (右側の方へ移動) こととなる。

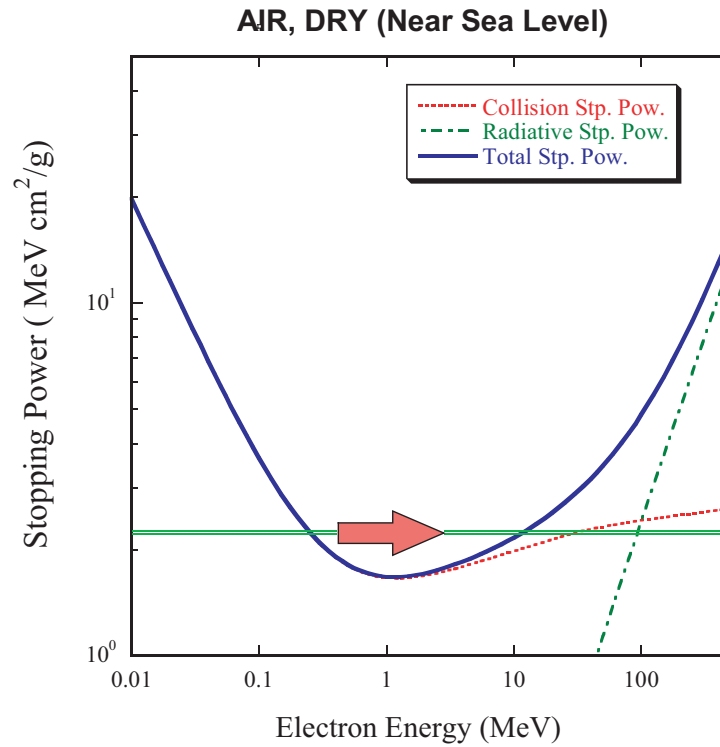


Fig. 3.2 大気中での電子の阻止能と加速条件

そこで、様々な大気圧の条件下で、どのようなときに逃走電子が生成されるかを計算する。大気条件は、Table 3.1 に示す米国標準大気 (1976) [35] をもとに、地上 (0 m)、高度 2 km、5 km、10 km の密度とする。

Table 3.1 米国標準大気に基づく大気密度

高度 (m)	大気密度 (kg/m ³)
0 m	1.225
2 km	1.0066
5 km	0.73643
10 km	0.41351

また、入射電子のエネルギーは阻止能が最も小さい 1 MeV と 10 MeV とする。

地上 (0 m)、高度 2 km、5 km、10 km に相当する大気密度での 1 MeV 電子、及び 10 MeV 電子入射時の計算結果を Fig. 3.3 と Fig. 3.4 にそれぞれ示す。

1 MeV 電子と 10 MeV 電子では、電子の飛程が異なるため入射初期の電子束の変動は異なる。また、電子束の増加の割合も異なるが、入射位置から 200 m 以上の距離ではほぼ同様の挙動を示し、一定の電界強度を超えたときに電子束密度が増加することが分かる。また、Fig. 3.5 に 1 MeV 電子を電界強度 230 kV/m、大気密度 1.0066 kg/m³ (高度：2 km 相当) の場で照射したときの電子と光子のエネルギースペクトルを示すが、この電子束密度が増加するときには電子が加速され (すなわち逃走電子が生成され)、数 MeV 領域の光子 (制動放射線) が発生していることが分かる。

よって、一定の電界強度を超えたときに、電子・光子束が増えるとともに、エネルギーが増加する。さらに、逃走電子が生成される最小の電界強度の場合では、200 m も飛行すればほぼ平衡状態になり、数 MeV 領域の電子・光子が生成されることが分かる。

10 MeV 電子を電界中に入射させたときの電子・光子の飛跡を Fig. 3.6 に示す。

これらの計算結果から、MeV 領域の電子が大気中で加速され逃走電子が生成される最小電界強度 E_{th} は、

$$E_{th} \approx 280P(z)[atm][kV/m] \quad (3.6)$$

であることがわかった。これは、Gurevich ら [36–39] がいうところの逃走絶縁破壊 (runaway breakdown) を引き起こす $E_c \approx 218P(z)[atm][kV/m]$ の約 1.3 倍である。

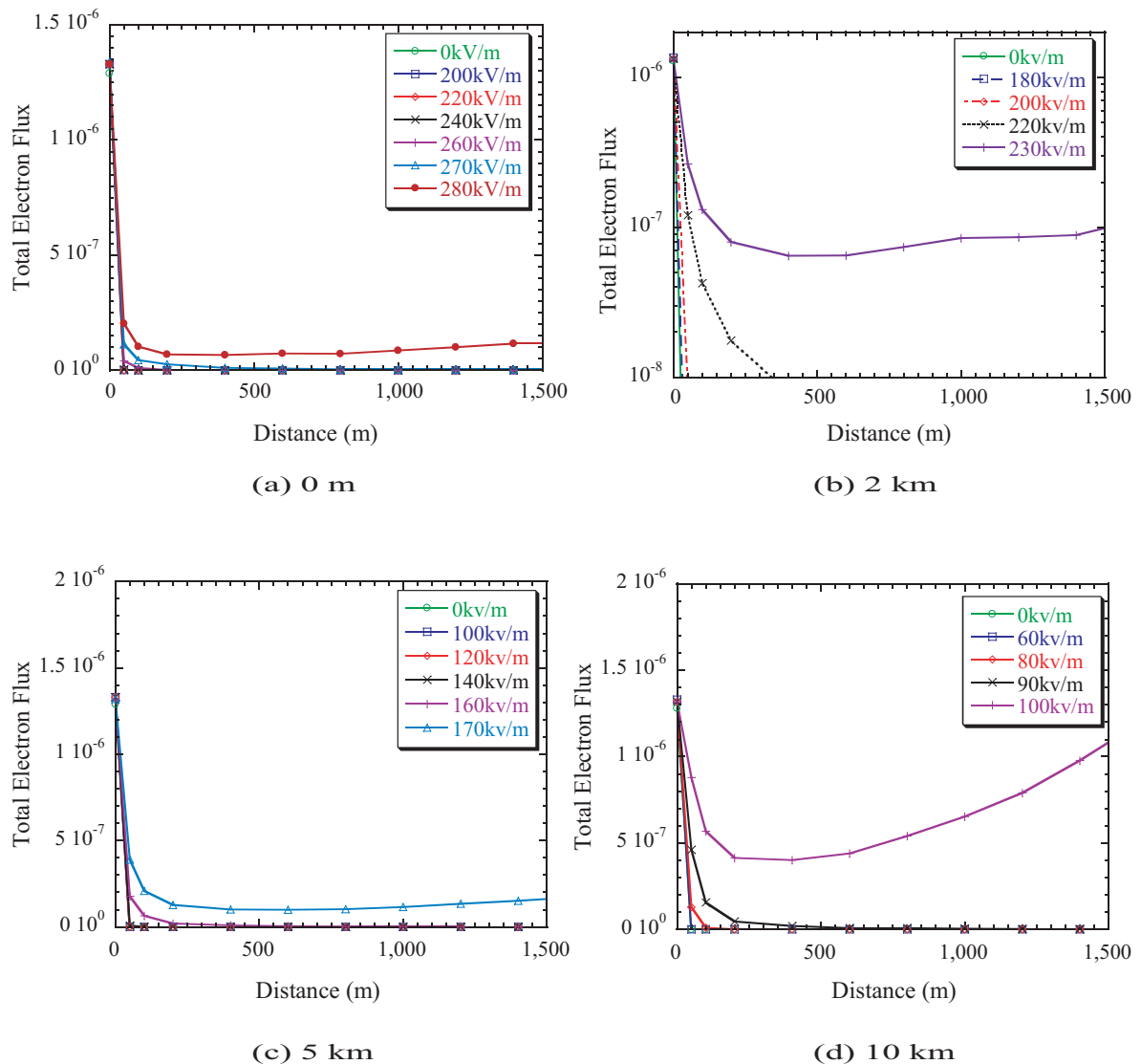


Fig. 3.3 1 MeV 電子入射時の各高度での電子束の変化

よって、Fig. 3.2 の阻止能の極小値よりわずかに約 1.3 倍で逃走電子が生成され、大気中で制動放射線は発生することとなる。

次に、冬季雷で観測される放射線量率の上昇をもたらすと考えられる制動放射線が、どのような状況で生成されるのかについて次節で検討する。

3.4 雷雲の電荷構造とモデル化

雷雲は内部に強く電荷分離を起こした雲で、雷放電は雷雲内で蓄積された空間電荷間の放電現象である。雲中の電荷間の放電は雲放電と呼ばれ、雲中の電荷が大地に放電するのが落雷である。雷雲は強い上昇気流がある時に発生し、 -30°C 温度層付近に氷晶に担わ

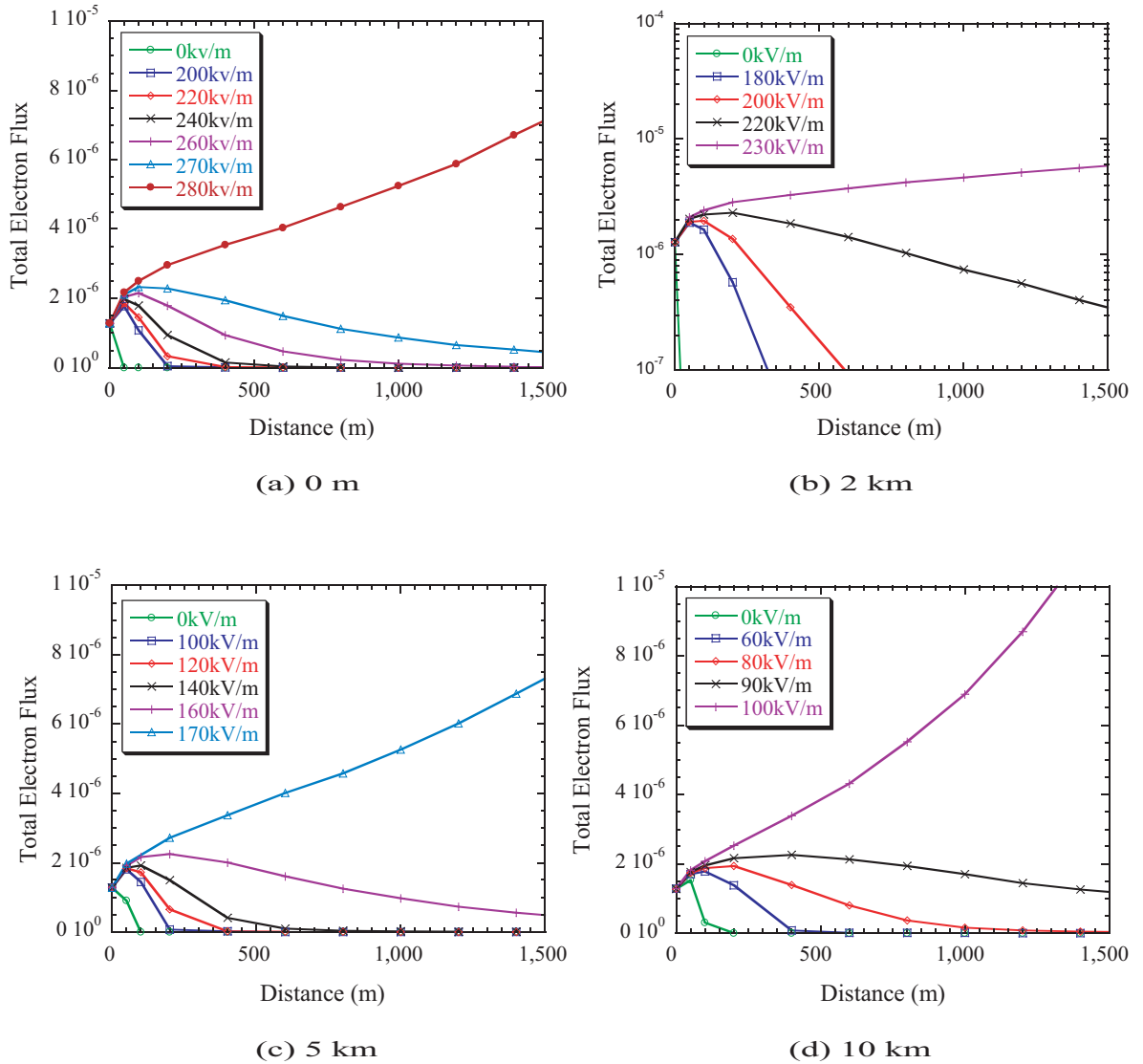
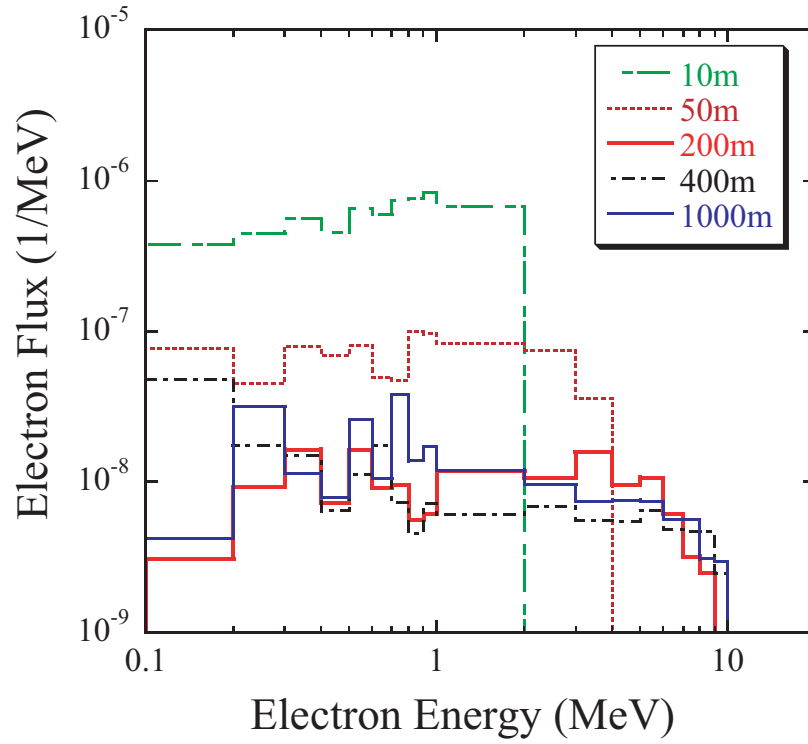


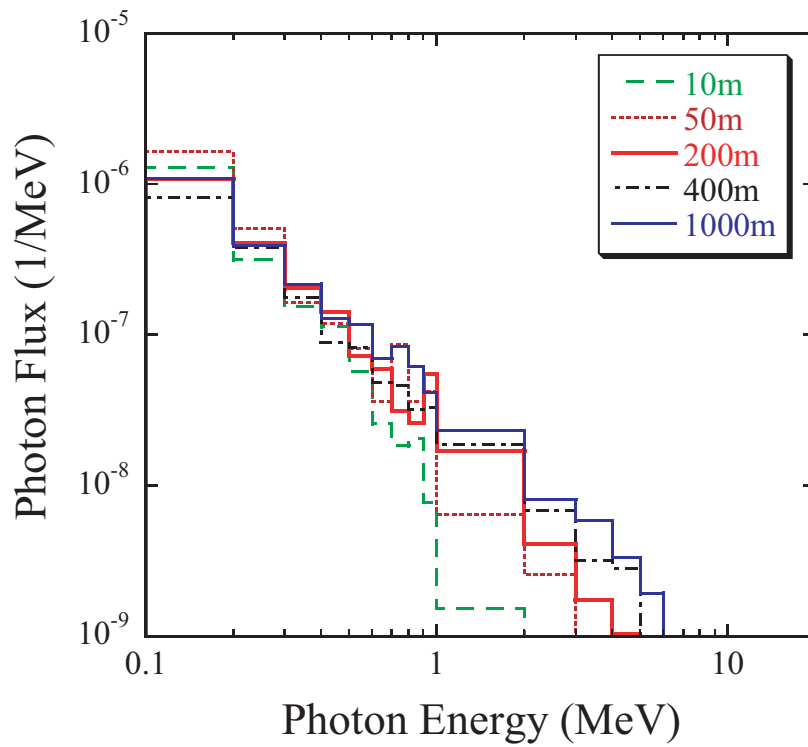
Fig. 3.4 10 MeV 電子入射時の各高度での電子束の変化

れた正電荷が雷雲上部に存在し、雷雲下部の -10°C 層を中心にアラレに担われた負電荷層が存在する。その他にも、雷雲最下部には局所的に正に帯電したアラレや雨滴の塊（ポケット電荷）が存在するなど、雷雲は Fig. 3.7 に示すように、2 極、3 極構造を示すとされている [40]。

落雷には、正極性雷と負極性雷、またそれぞれに上向き雷、下向き雷の 4 つに分類されるが、90 % 以上の落雷、特に夏の雷放電現象の多くは負極性の下向き雷である [40]。この雷放電は、雷雲下部の負電荷層から地上に向かって進行する先駆放電（preliminary breakdown）を介して、ステップドリーダ（stepped leader）と呼ばれる放電が地上に向かって徐々に進展する放電を繰り返し、地表付近まで達する。地表付近では、逆に正に帯

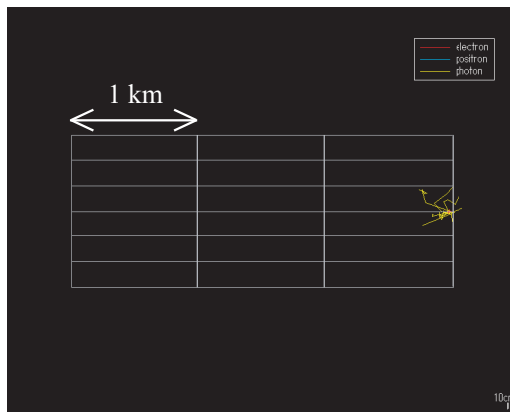


(a) Electron Spectrum

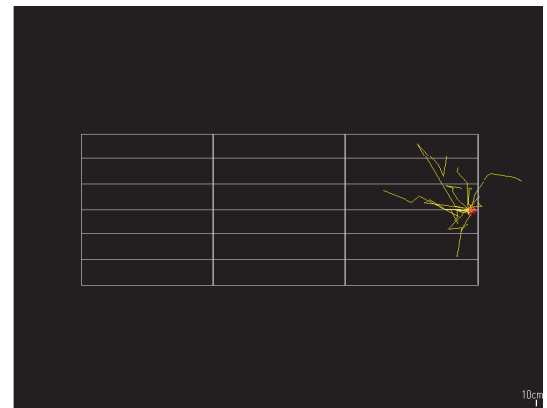


(b) Photon Spectrum

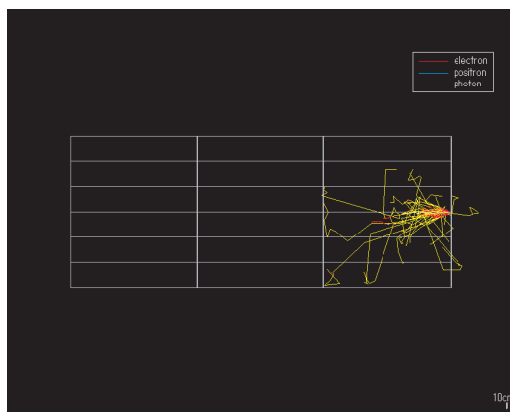
Fig. 3.5 1 MeV 電子が電界強度 230 kV/m、高度 2 km 相当の場で加速されたときの電子（上）と光子（下）のエネルギースペクトルの変化]



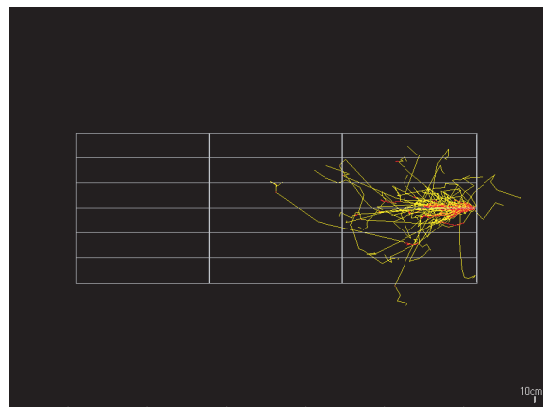
(a) 0 kV/m



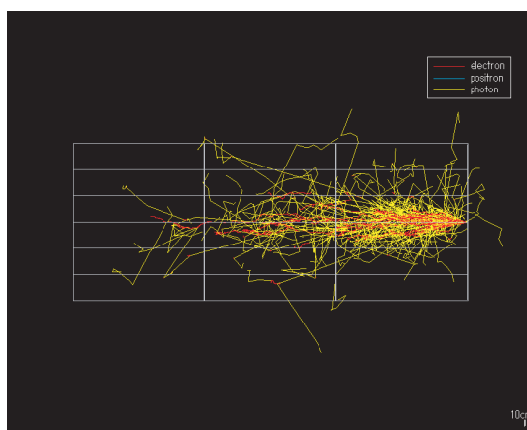
(b) 100 kV/m



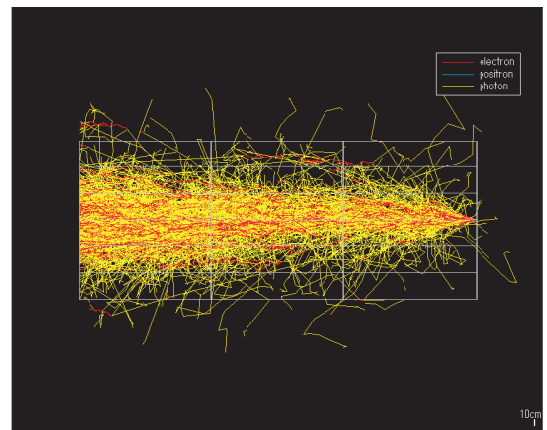
(c) 180 kV/m



(d) 200 kV/m



(e) 220 kV/m



(f) 230 kV/m

Fig. 3.6 各電界強度での電子・光子の飛跡（黄色：光子、赤色：電子）[10 MeV 電子、25 個が入射した場合]

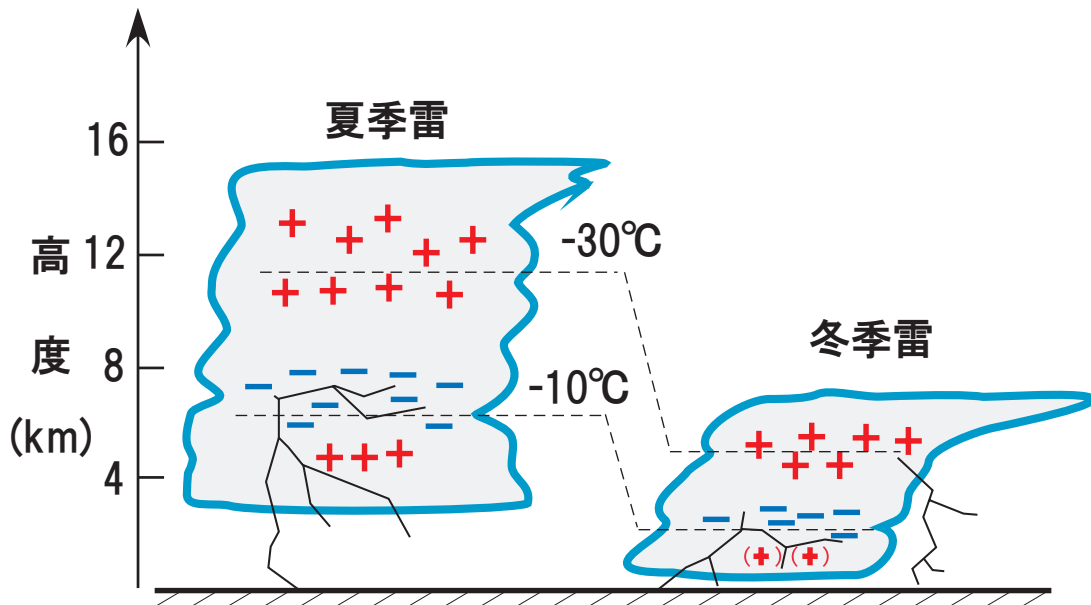


Fig. 3.7 冬季雷と夏季雷の電荷分布

電した大地から雲に向かってステップリーダーの放電路に沿い帰還雷撃 (return stroke) と呼ばれるキロアンペアを超す大電流が流れ、これによって雲の電荷が中和される。一度の帰還雷撃で十分に中和されない場合には、帰還雷撃と同じ放電路を雲から地上に向かうダートリーダー (dart leader) と再び地表から雲に向かう後続帰還雷撃を繰り返し、雷雲中の電荷は中和される。

北陸地方を中心に日本海沿岸で冬に発生する冬季雷は、電荷生成メカニズム、放電のメカニズム等、基本的に夏季雷と異なるわけではないが、いくつかの異なった特徴を有しており、現在のところ、それらの特徴をすべて説明できるほど十分に解明されているとはいえない [41]。

冬季雷の特徴として、夏季雷に比べて正極性落雷が多いとされている。また、鉄塔などの高層建築物等から雷雲に向かって上向きに放電を開始するトリガード雷 (triggered lightning) や多地点への同時落雷、放電路が水平方向に長く伸びる雷放電が多いなども夏季雷と異なる特徴といえる。さらに、光エネルギーが通常の雷放電より 1~2 桁高く、100 C を超える電荷を中和するようなスーパーボルト [42] と呼ばれる雷放電など、夏季雷に比べて電荷量が異常に大きく雷撃電流の継続時間も長い大規模な落雷も少なからず観測されており、夏季に比べて上昇気流が未発達にもかかわらず、なぜこのようにエネルギーの大きい落雷が発生するのかについては分かっていない。

その冬季雷についても、雷雲の成熟期初期には 3 極構造をしているが、冬季は上昇気流が弱いのでポケット正電荷を形成するあられの滞空時間が短いとされている [43]。

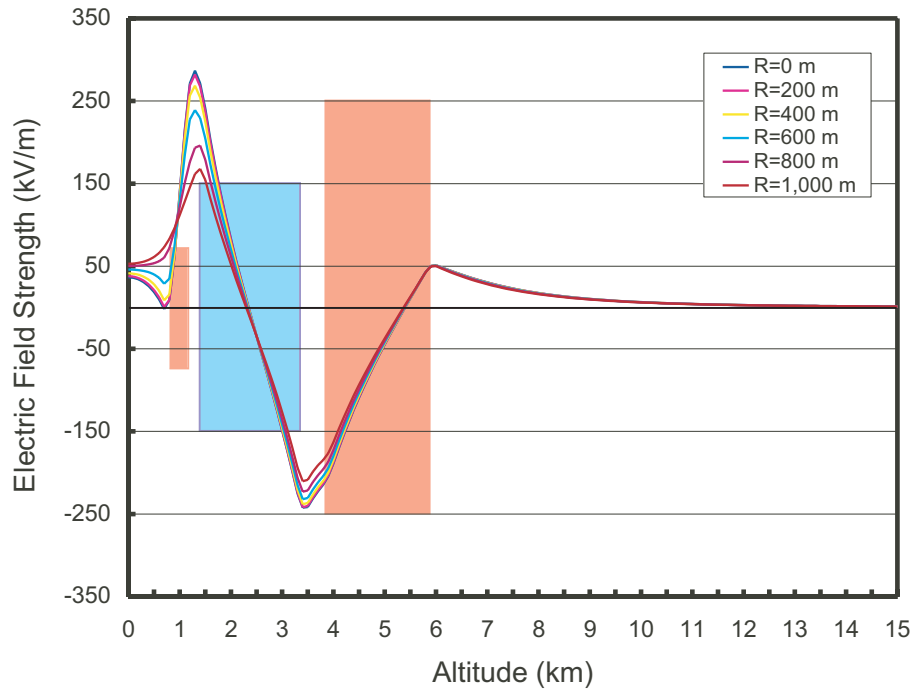


Fig. 3.8 有限要素法により求めたモデル化した冬季雷（3極構造）の電界分布。

そこで、冬季雷雷雲の電荷分布を円筒型の3極構造とポケット正電荷のない2極構造にモデル化し、高さ方向の電界強度分布を有限要素法により求めた。電界計算は、100 mごとにメッシュを区切り、円筒型の電荷領域を配置した。電荷分布は、上部より $+50\text{ C}$ (約 1 nC/m^3)、 -50 C (約 -3 nC/m^3)、またポケット正電荷を $+5\text{ C}$ (約 6 nC/m^3) とした。3極構造とした場合の冬季雷の電界強度の高度分布を Fig. 3.8 に示す。

図には、中心軸上の電界強度とともに、中心軸から 200 m ごとに離れた位置での電界強度を示すが、ポケット正電荷付近では電界強度が $200 \sim 260\text{ kV/m}$ と大幅に増加するものの、ポケット正電荷から離れると急速に小さくなるのが分かる。2極構造の場合は、Fig. 3.9 に示すように、負電荷領域の下部の高電界領域における電界強度は3極構造の場合ほど大きくはならない。

上記計算により得られた2極構造、及び3極構造にモデル化した冬季雷雷雲の電界分布をもとに 500 m ごとに電界強度の高度分布を与え、次節に記す線源となる荷電粒子を放出したときに発生する制動放射線の挙動を計算する。また、大気密度も米国標準大気をもとに 500 m ごとに与えることとする。

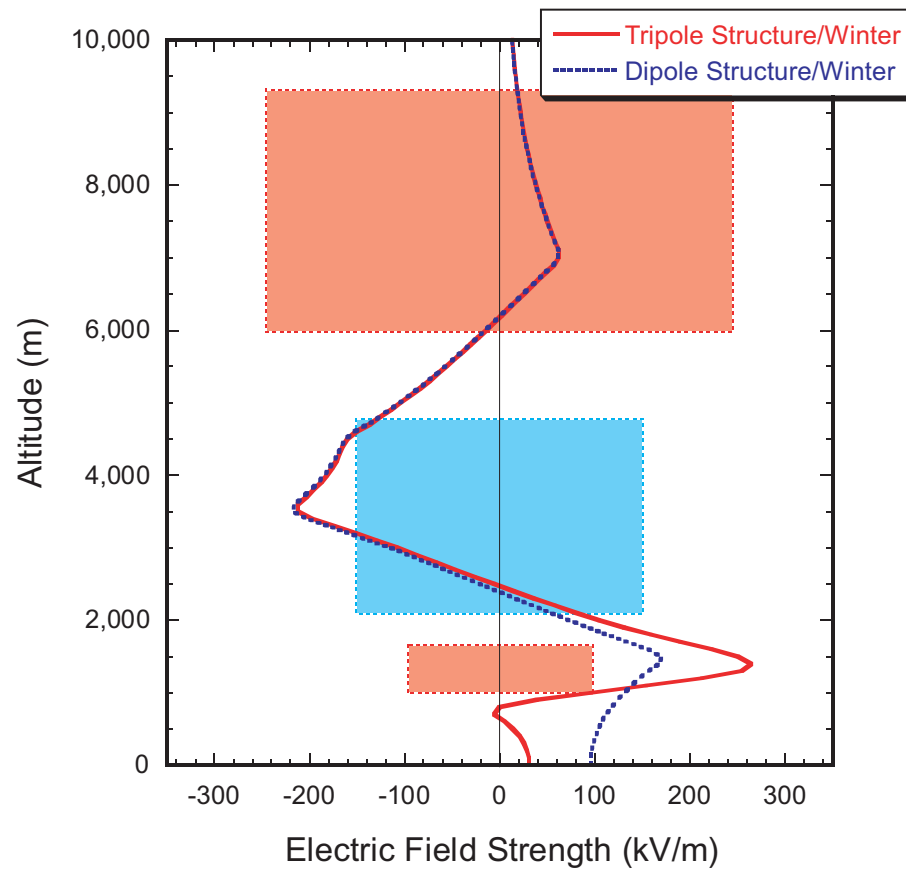


Fig. 3.9 2 極構造と 3 極構造の冬季雷の電界強度の高度分布

3.5 線源としての荷電粒子

雷雲の電界により加速される可能性の高い荷電粒子として、大気中に存在するエネルギーの高い電子が考えられる。この加速される電子の“種”として、2 次宇宙線の電子、陽電子、光子（ γ 線）、及び大気中の Rn の子孫核種の出す $\beta \cdot \gamma$ 線が考えられることから、この 2 種類の“種”を線源として、雷雲の高電界領域での挙動を計算する。ここで、光子は荷電粒子ではないが、種々の相互作用により電子と平衡状態になることから、線源として与えることとする。

2 次宇宙線の電子（陽電子）、光子は、大気中で下記の相互作用により生成される [44]。

- 中性 π 中間子（ π^0 ）が 2 個の光子となりカスケードシャワーとして発達するもの。
- ミュオン（ $\mu^\pm$ ）が崩壊してできた電子。
- 主にミュオンによって原子からたたき出される電子（ノックオン電子）。

これらの電子、光子について、文献値 [45] をもとに、冬季雷雷雲上部に相当する高度 6 km (大気の深さ: 約 500 g/cm^2) でのエネルギースペクトルを作成し、下方に放出させて各粒子の挙動を計算する。宇宙線電子・光子のエネルギースペクトルを Fig. 3.10 に示す。

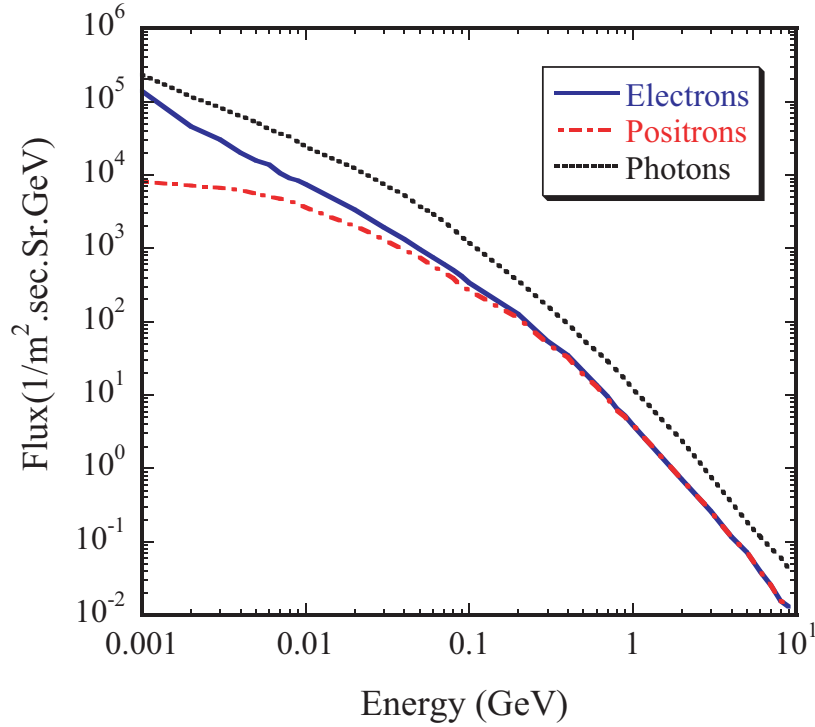


Fig. 3.10 高度 6 km (約 500 g/cm^2) での宇宙線電子・陽電子・光子の強度

また、Rn 子孫核種の $\beta \cdot \gamma$ 線源として、 ^{214}Bi 、 ^{214}Pb 、 ^{206}Tl の 3 核種について、地上から雷雲の強電界領域にあたる高度 2 km まで一様分布を仮定して $\beta \cdot \gamma$ 線を放出させ光子束の変動を求める。計算にあたって、Table 3.2、及び Table 3.3 に示す放出率が 5 % 以上の β 線、 γ 線 (例えば、[46] 参照) を 4π 方向に放出させる。

ここで、 β 線は連続スペクトルを持つため、Fermi 関数を用いてこれらの核種の β 線エネルギースペクトルを作成し、スペクトルに沿ったエネルギーの電子を放出させて光子束分布を求めることとする [47]。

3.6 冬季雷での制動放射線の発生

2 次宇宙線電子 (陽電子)、及び光子を線源とし、3 極構造の冬季雷雷雲を模擬した場合の光子束の高度別変化を Fig. 3.11 に示す。

この図から明らかなように、3 極構造の冬季雷雷雲をモデル化した場合、高度 1 km 付

Table 3.2 Rn 子孫核種が放出する主要な β 線のエネルギーと放出率

核種	最大エネルギー (MeV)	放出率 (%)
Bi-214	1.068	5.7
	1.425	8.2
	1.508	17.0
	1.542	17.8
	1.894	7.4
	3.272	18.3
Pb-214	0.672	48.9
	0.728	42.3
	1.024	6.3
Tl-206	1.533	99.9

Table 3.3 Rn 子孫核種が放出する主な γ 線のエネルギーと放出率

核種	エネルギー (MeV)	放出率 (%)
Bi-214	0.609	46.2
	1.120	15.1
	1.238	5.8
	1.764	15.4
	2.204	5.1
Pb-214	0.241	7.4
	0.295	19.3
	0.352	37.6

近の高電界領域において急激に光子束が増加している。線源が電子、陽電子、光子のいずれの粒子であっても雷雲下部の強電界領域（高度 1 ～ 1.5 km）で光子束が上昇しているが、これは地表に向けて降下してくる間にほとんどが種々の相互作用により光子と電子の平衡状態に達しているためである。また、Fig. 3.12(b) に示す高度 1 km での光子のエネルギースペクトルから、10 MeV 以下のエネルギー領域で光子束が大幅に増加している。これは、第 3.3 節でも述べたように、主として 10 MeV 程度までの電子が雷雲電界により擾乱を受けて加速され、空気分子との衝突により生成された 2 次電子も加速されてエ

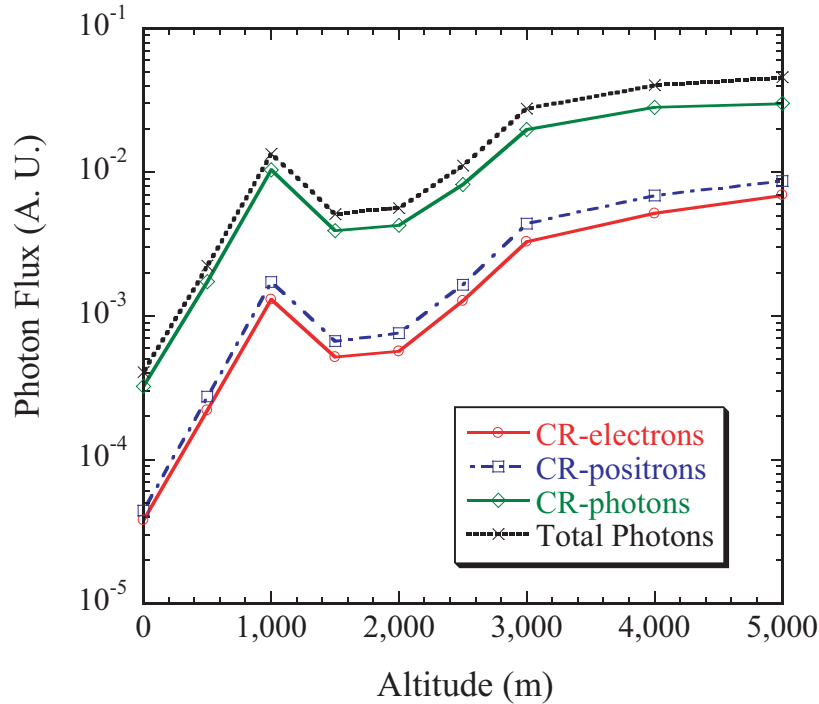


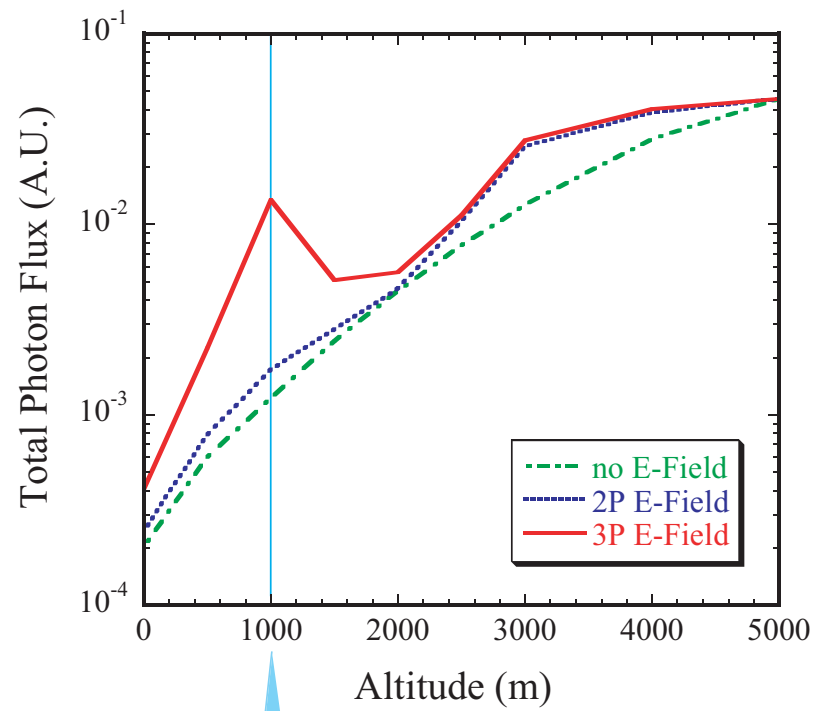
Fig. 3.11 宇宙線 (CR) 電子・陽電子・光子が高度 6 km 地点から入射した場合の光子束の高度分布

エネルギーを獲得し、電子・光子の電磁シャワーが発生したことによる制動放射線であると考えられる。一方、 ~ 100 MeV から数 GeV の高エネルギー宇宙線は、雷雲の電界から獲得するエネルギーの増加分がそれほど大きくないため、顕著な上昇は見られない。

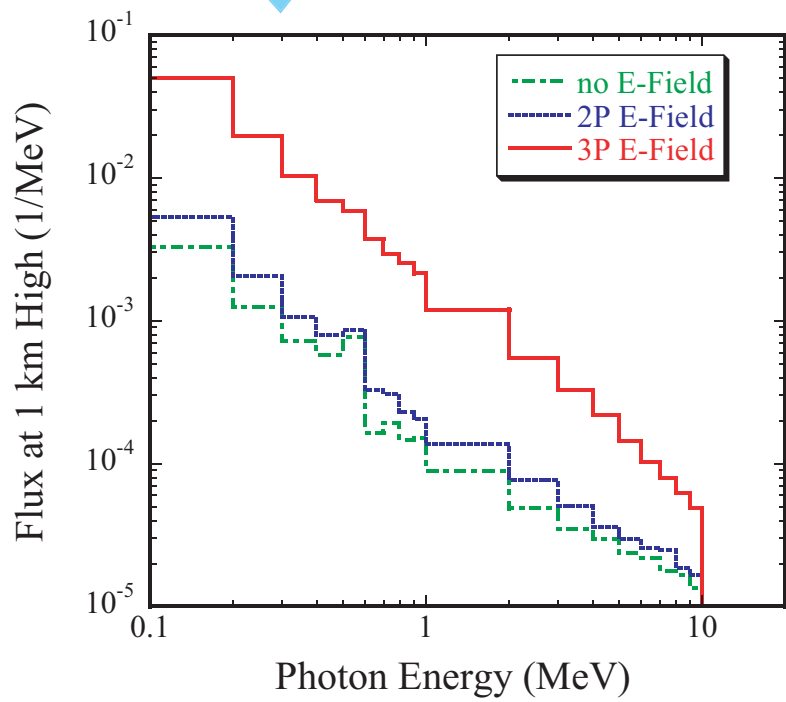
また、Fig. 3.12 に電界がない場合と 2 極構造の冬季雷雷雲をモデル化した場合の全光子束と高度 1 km での光子スペクトルの計算結果も併記したが、2 極構造の場合は雷雲上部で 3 極構造の場合と同様に光子束は増大するが、下部ではほとんど変わらない。これは、Fig. 3.13 に示すように、逃走電子が生成される電界領域 ($E \geq E_{th}$) が雷雲下部になるため、たとえ雷雲上部で制動放射線が発生しても地表付近には影響を及ぼさないためである。

これらのことから、冬季雷雷雲の成熟期初期に形成される 3 極構造の雷雲でポケット正電荷が上空もしくはその近傍にある場合に地上でも MeV 領域の制動放射線が観測されるものと考えられる。実際に、冬季雷の発生数は多いものの、放射線量率が上昇するのはまれであること、発生しても数 100 m の範囲でしか検出されないこともとも符合する。

一方、Rn 子孫核種については、3 極構造の場合には、高電界領域で光子束がわずかに



(a) Total Photon Flux



(b) Photon Spectrum

Fig. 3.12 全光子束 (a) の分布と高度 1 km での光子スペクトル (b)

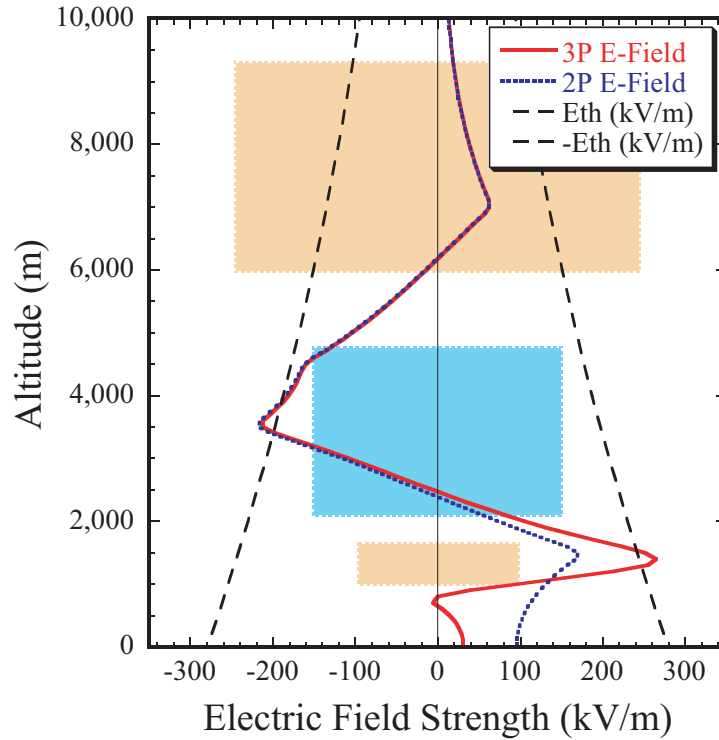


Fig. 3.13 2極、3極構造のモデル化した冬季雷雷雲の電界分布と逃走電子が生成される最小電界強度

増加するが、2次宇宙線電子・光子ほどの増加は見られない。代表例として ^{214}Bi が放出する β 線、 γ 線から発生する光子束の高度別変化を Fig. 3.14 に示す。Rn 子孫核種の β ・ γ 線の場合、光子束に顕著な増加が見られないのは、“種”となる β ・ γ 線のエネルギーが低く、一部の電子が加速することによって発生する制動放射線の量が Rn 子孫核種が放出する γ 線の量と比べて多くないことによるものである。

また、夏季雷は、高電界領域が高度 4～5 km 付近と冬季雷の雷雲に比べて高く、逃走電子が生成される最小電界強度 E_{th} を超える位置も高くなる。逃走電子は高電界領域を越えると急速に減衰し、制動放射線の飛程もせいぜい 1 km 程度であることから、夏季雷では雷雲内で観測されても、距離による減衰のため制動放射線は地上までは達しないものと考えられる。

3.7 電子挙動と放電開始機構

以上、雷雲からの放射線発生に注目して、光子束（制動放射線）及びそのスペクトルに着目して解析した。本節では、雷雲電界による電子束の変動について考察する。

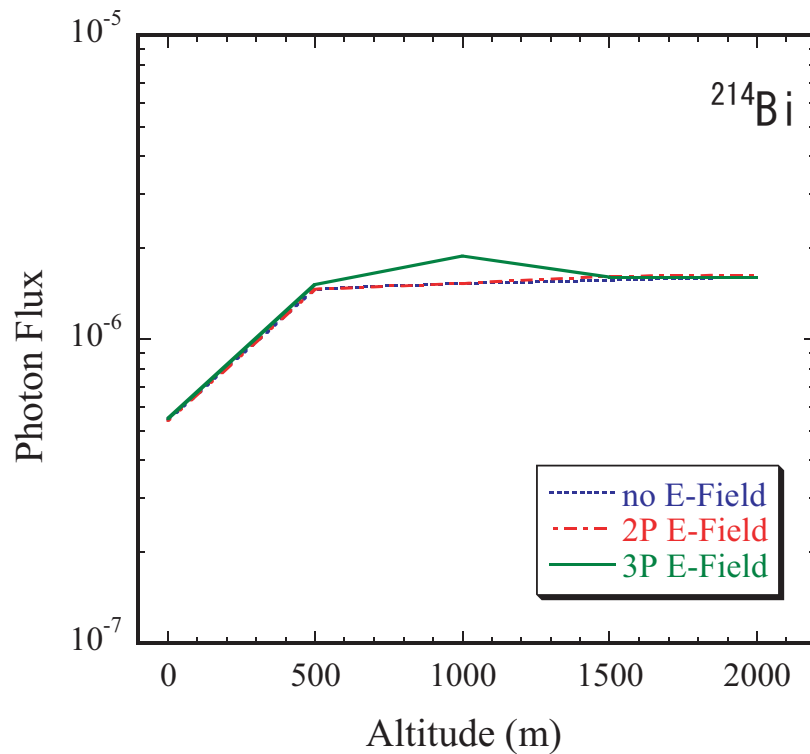


Fig. 3.14 Bi-214 による光子束の高度分布

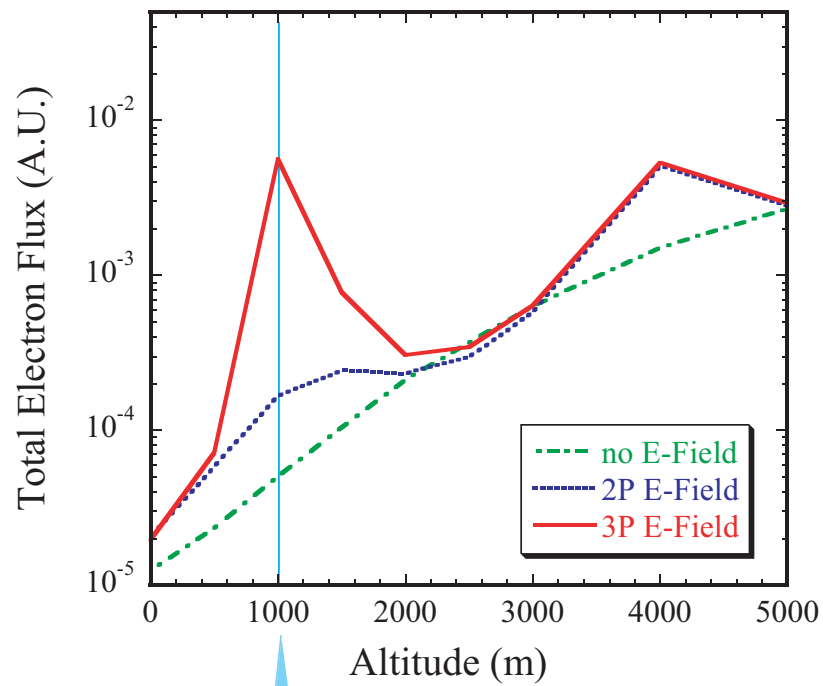
前節と同条件で、宇宙線電子・陽電子・光子を線源としたときの電子の挙動計算を行う。Fig. 3.15 を示すように、電子束密度と高度 1 km での電子のエネルギースペクトルは、Fig. 3.12 に示す光子束の場合と比べて、明らかに高電界領域で増加しており、また MeV 領域の高エネルギー電子も増えている。しかも、高電界領域では、光子束が 1 桁の増加に対して電子束は 2 桁の増加となっている。

また、Rn 子孫核種の場合でも同様である。Fig. 3.16 に示すように、3 極構造の電界では、光子束の場合 (Fig. 3.14 参照) と大きく異なり、高電界領域で急激に増加している。

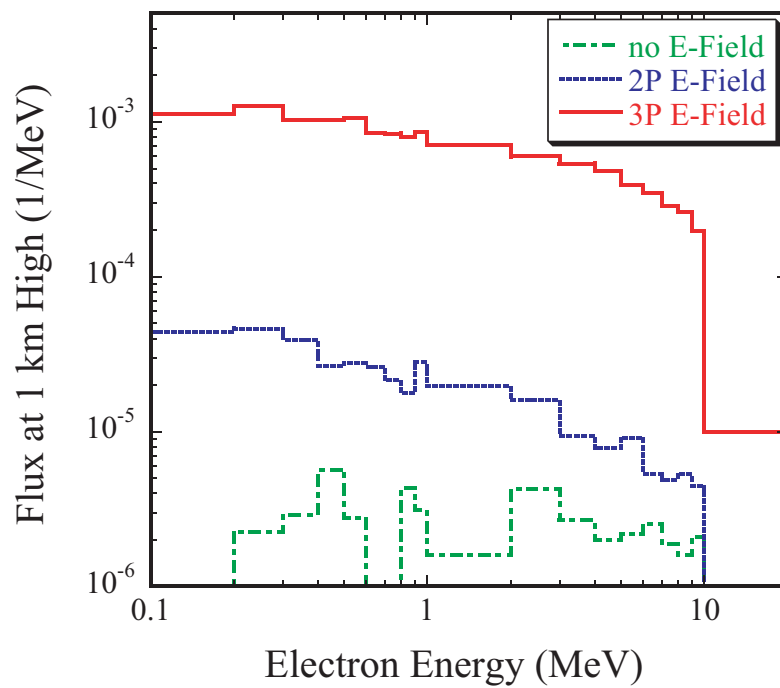
このことから、

- 逃走電子が生成される高電界領域では、光子以上に MeV 領域の 2 次電子が生成される。
- MeV 領域の 2 次電子も加速され、多数の高エネルギー電子が生成される。
- 生成源となる電子は宇宙線だけでなく、Rn 子孫核種の $\beta \cdot \gamma$ 線でも可能である。

といえよう。



(a) Total Electron Flux



(b) Electron Spectrum

Fig. 3.15 全電子束 (a) の分布と高度 1 km での電子スペクトル (b)

また、このことは、次のことを示唆させるものでもある。

- 高電界領域で宇宙線や Rn 子孫核種が放出する放射線がトリガーとなって多量の高エネルギー電子が発生する。
- 空気中の電子の W 値^{*3} は約 34 eV であることから、高エネルギー電子が空気中で吸収される間に多量の電子・イオン対を生成させる。
- 多量の電子・イオン対の生成により、高電界領域の電気伝導度が上昇する (Fig. 3.17 参照)。

室内実験では、平行平板電極で絶縁破壊が起こる電界強度は 3 MV/m であり、針電極などの不平等電界でも 500 kV/m である [49]。また、持続するコロナ放電が降水粒子から開始するための最小電界強度を求める室内実験でも、水滴の場合に 250 kV/m と最も低く、氷の場合 $400 \sim 500 \text{ kV/m}$ である [50]。しかし、実際に雷雲中で観測される電界にそれほど強度はなく、気球やロケットによる雷雲電界の観測では、せいぜい 100 kV/m から 200 kV/m 程度である [40]。この室内実験とフィールドでの測定結果の違いの原因、すなわち雷放電開始のメカニズムについてはまだ分かっていない。Gurevich ら [51] は、宇宙線と逃走電子に起因して放電が起こる可能性を示唆している。現段階では、電気伝導度まで定量評価するには至っていないが、本計算はそれを裏づける可能性を有している。

3.8 結言

本章では、雷雲中を模擬した場での放射線挙動をシミュレーションするためのモンテカルロ計算コードの開発とそれを使っての解析結果について述べた。

まずはモンテカルロ計算により、電子・光子挙動を解析した結果、逃走電子が生成される最小電界強度が明らかになった。

また、有限要素法により 2 極、3 極構造の冬季雷をモデル化し、宇宙線電子・光子を“種”として光子束の変動を解析した結果、高電界領域で制動放射線が発生することが分かった。しかし、Rn 子孫核種の $\beta \cdot \gamma$ 線では、光子束に有意な増加は認められなかった。

さらに、電子挙動について解析した結果、光子束以上に電子束が上昇することが分かった。これは Rn 子孫核種を“種”とした場合でも同様であった。これは、放射線がトリガーとなって高電界領域の電子密度を上昇させることにより、放電開始に影響を与える可能性を示唆するものである。

^{*3} 電子イオン対の生成に必要な平均エネルギー ($W = 33.97 \pm 0.05 \text{ eV}$ [48])。

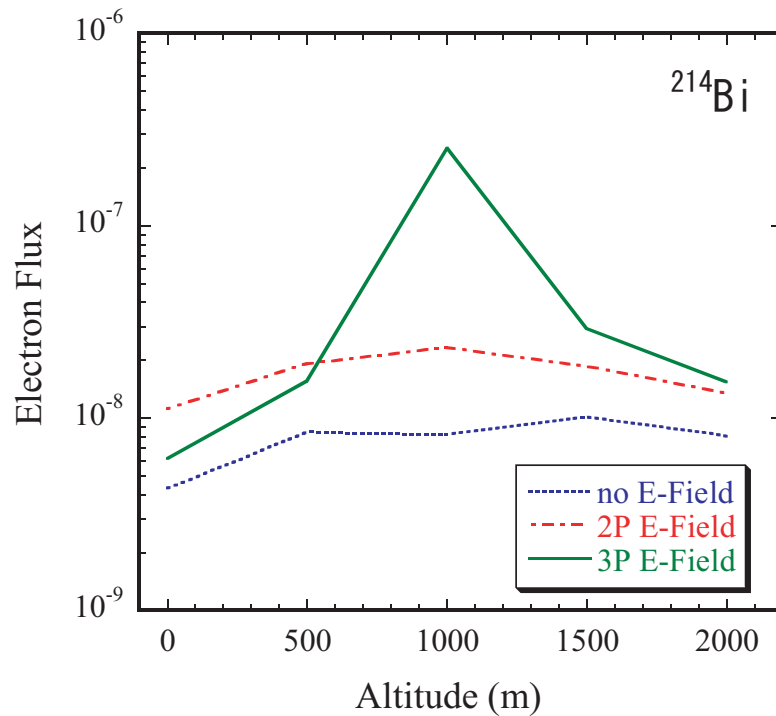


Fig. 3.16 Bi-214 による電子束の高度分布

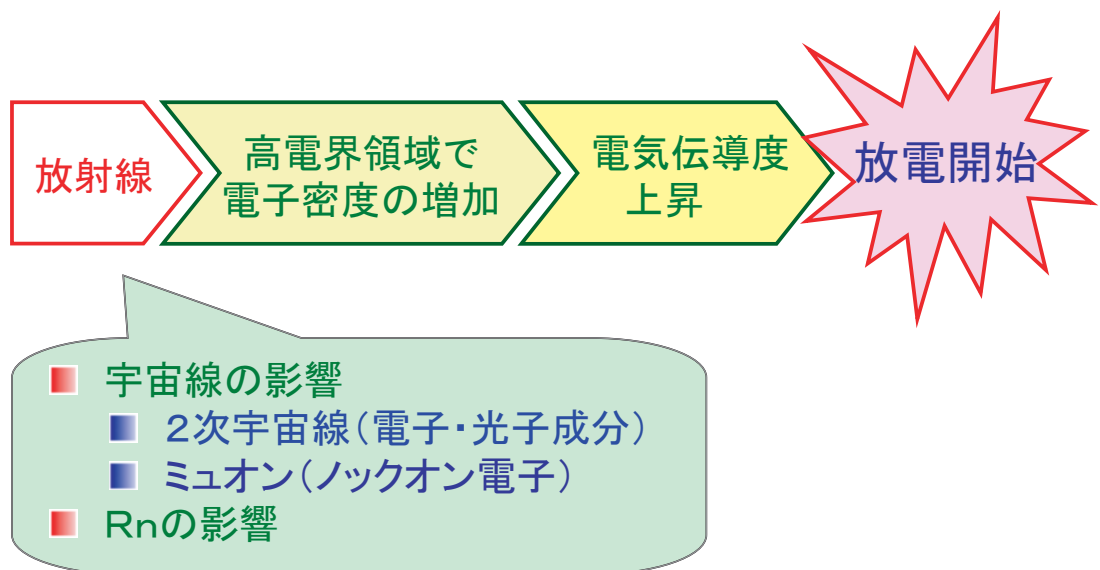


Fig. 3.17 放射線起因の放電開始メカニズム (推測)

第 4 章

宇宙線ミュオンの雷雲中での挙動解析

4.1 緒言

前章では、雷雲中で加速され、制動放射線の発生に寄与する可能性のある大気中に存在する荷電粒子として、2 次宇宙線の電磁成分（電子・光子）と Rn 子孫核種が放出する β ・ γ 線に着目して、雷雲中でのこれらの挙動解析を行った。本章では、大気中に存在し、電子・光子と異なる高エネルギーの荷電粒子である宇宙線ミュオン、及びミュオンが空気分子との衝突により放出するノックオン電子等のミュオンに起因する粒子の雷雲中での挙動について述べる。

4.2 宇宙線ミュオンの性質と挙動

宇宙線ミュオンは、2 次宇宙線の電磁成分と並んで大気中で観測される最もポピュラーな宇宙線である (Fig. 4.1 参照)。この宇宙線ミュオンは、主として上空の大気中で生成された（荷電） π 中間子が、下記の反応によって生成されたものである。

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$$

ミュオンは崩壊する他は、基本的に“重い電子”としての性質を有している (Table 4.1 参照)。

ミュオンは、表に示すように電子の約 200 倍の質量を有するため、ミュオンそのものは雷雲の電界でほとんど加速されることはないと考えられる。しかし、高エネルギーの宇宙線ミュオンは原子核との相互作用が極めて弱く、大気中でのエネルギー損失は主として

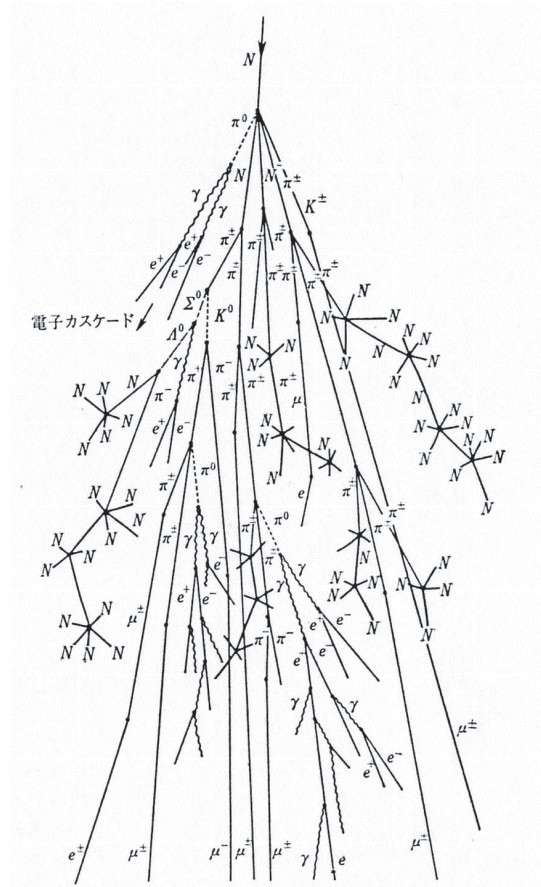


Fig. 4.1 1次宇宙線の入射により大気中で生成される2次宇宙線のシャワー（文献 [44] より）

Table 4.1 ミュオンの性質

粒子	質量 (MeV)	電荷	スピン	平均寿命 (μs)	崩壊様式
μ^+	105.7	+1	$\frac{1}{2}$	2.20	$e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
μ^-	105.7	-1	$\frac{1}{2}$	$2.20^\dagger$	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

†:自由崩壊の場合

電離損失によるものである。このため、透過性が高く高度 10 数 km の高層で生成されたミュオンのほとんどが地上や地下まで達する。また、飛行中に電離過程による多量のノックオン電子を放出すること、最終的に崩壊して電子を放出することから宇宙線電子とは異なる性質を有している。しかも、放出される電子のエネルギーは高い（崩壊電子のスペクトルを Fig. 4.2 に示す）ことから、雷雲の高電界領域に直接入り込み、多量の高エネルギー電子を放出することによって、前章で述べたように雷雲中の電子密度を上昇させる可

能性がある。

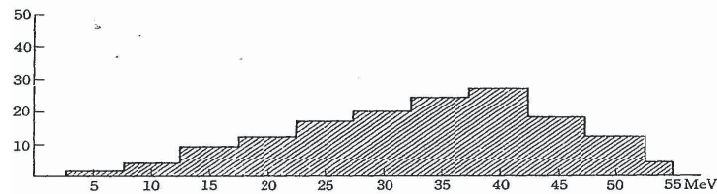


Fig. 4.2 ミュオン崩壊により生成された電子のエネルギースペクトル（文献 [44] より）

そこで、本章では宇宙線ミュオンに着目して、その性質と雷雲内での挙動について概説する。

4.3 モンテカルロ計算によるミュオン挙動解析

モンテカルロ計算コード EGS4 システムは、電子・光子の輸送計算コードであるため、直接ミュオンの挙動解析はできない。このため、ミュオンから電子・光子の発生までを計算するコードを調査し、電子・光子部分は EGS4 コードに接続することとした。しかしながら、後述する Geant4 コード [52] が外部電磁場を組み入れることが可能であるため、Geant4 コード (Ver. 4.5.1) を用いて雷雲内におけるミュオン等の粒子の挙動解析を行うこととする。

Geant (Geometry and Tracking) は、元々 CERN (ヨーロッパ原子核研究機構) で高エネルギー物理実験とその測定器設計用に開発されたコードであるが、Geant4 からは国際的な協力体制でヨーロッパ、ロシア、日本、カナダ、米国の 10 以上の実験施設から 100 人以上の研究者の参加を得て開発されているプロジェクトとなっている。現在、Geant4 は全ての粒子、全エネルギー領域でのシミュレーションのツールキットを目標として各種コードをパッケージ化して統合が進められている。

Geant4 による雷雲中でのミュオン挙動の計算条件は、以下の通りである。

- 入射粒子と高度：エネルギーが 1 GeV ^{*1} から 10 GeV までの単色正負ミュオン ($\mu^\pm$) とし、Fig. 4.3 に示すように最もミュオン粒子束が大きい高度 12 km から下方放出する ^{*2}。

^{*1} 1 GeV 以下のミュオンは地上付近に到達するまでに大部分が崩壊して e^+ 、 e^- になる。 e^+ 、 e^- は、前章で扱った EGS4 コードでの計算に含まれるため、本計算では“線源”として考慮しない。

^{*2} 電子・光子の場合、雷雲の高電界領域に達するまでの減衰が大きいため、冬季雷を対象とした計算では電子・光子の放出高度を 6 km としているが、ミュオンは透過性が高いため高度は 12 km とする。

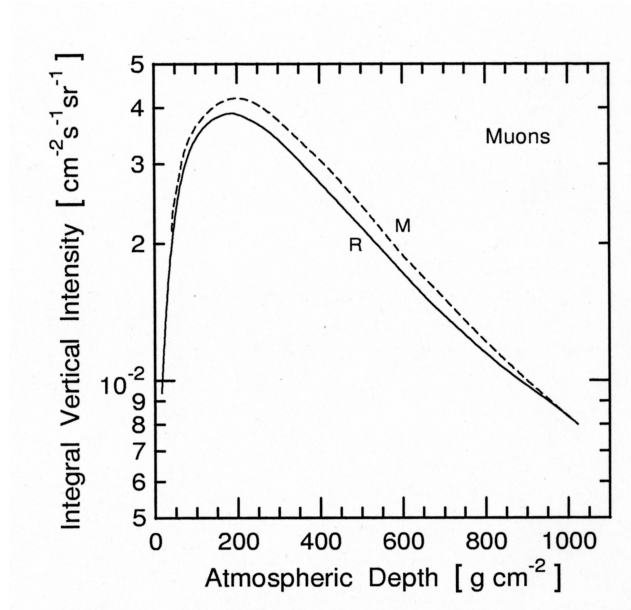


Fig. 4.3 宇宙線ミュオンの高度分布（R は Rossi、M は Murakami の評価値）（文献 [53] より）

- 宇宙線ミュオンのエネルギースペクトル：上記の単色ミュオンの計算結果に、Fig. 4.4 に示すミュオンスペクトルの文献値 [54] をもとに重み付けして各粒子束を求める。
- 大気密度：地上から 10 km までは 0.5 km 毎に、10 km から 15 km までは 1 km 毎に米国標準大気をもとに設定する（EGS4 での計算と同条件）。
- 電界分布：3 極構造の冬季雷とする（EGS4 での計算と同条件）。

単色正ミュオン及び負ミュオンの計算結果（入射粒子のエネルギー：1, 2, 5, 10 GeV）を Figs. 4.5、4.6 に示す。

これらの図から明らかなように、エネルギーが 2 GeV 以上のミュオンは地上に達し、ミュオンは 12 km からほとんど減衰していない。これに対して、電子・光子は雷雲の高電界領域で粒子束が急激に増加している。このことから、前章で述べた EGS4 での電子・光子を入射粒子とした計算結果と同様に、ミュオンの雷雲への入射は高電界領域での放射線発生に寄与していることが分かる。

これは地上に達する数 GeV の宇宙線ミュオンが雷雲の高電界領域でノックオン電子を放出し、これが加速されて逃走電子となり電磁シャワーを発生させているためである。ま

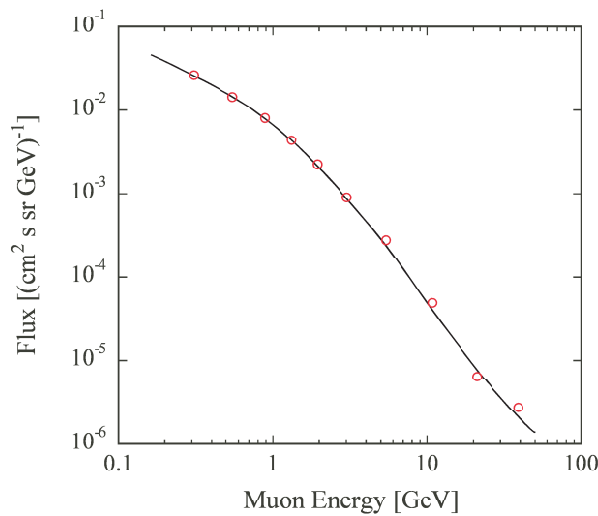


Fig. 4.4 宇宙線ミュオン (μ^-) のエネルギースペクトル

た、EGS4 での電子・光子束の計算と同様に、電子束の方が光子束より高電界領域で 10 倍以上増加していることから、宇宙線ミュオンも雷雲電界の電子密度の上昇に寄与していることが分かる。

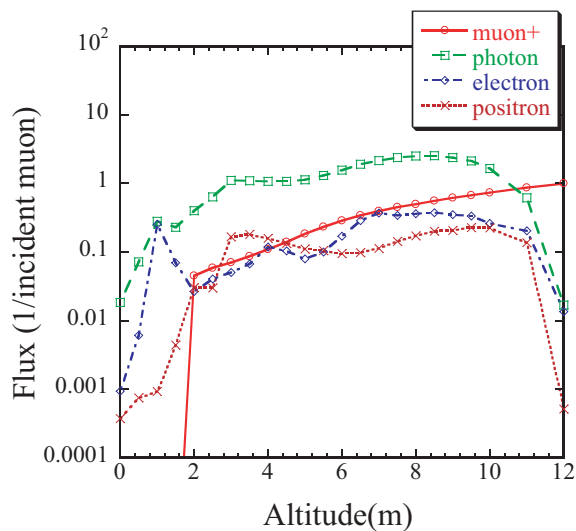
本計算での飛跡シミュレーションを Fig. 4.7 に示す。

また、Fig. 4.8 と Fig. 4.9 に、正負の宇宙線ミュオン^{*3} のスペクトルを加味した各粒子束の高度分布を示す。これらの図には、冬季雷の電界分布を考慮した場と電界をかけない静穏な場での粒子束を併記したが、両者は高電界領域で大きく異なり、雷雲電界を模擬したときに高度 1 km 付近で電子・光子束の顕著な増加を示している。

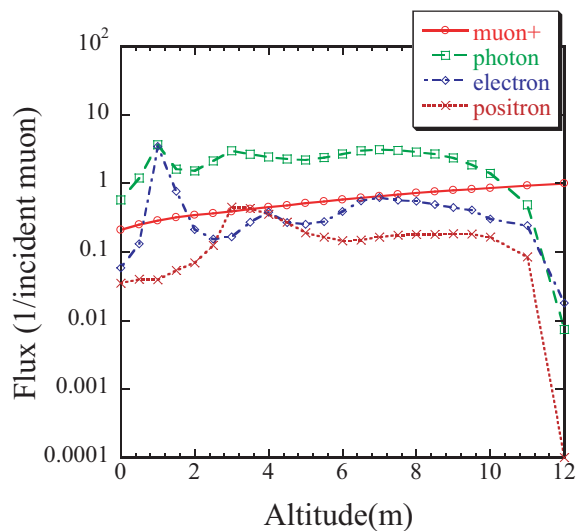
4.4 結言

本章では、宇宙線ミュオンが雷雲電界に与える影響についてモンテカルロ計算により求めた。その結果、宇宙線電子・光子の場合と同様に、高電界領域でミュオンの飛行により生成されたノックオン電子に起因して、電子・光子束密度が増加した。また、宇宙線電子・光子を入射粒子とした計算と同様に、電子束密度の方が大幅に増加した。

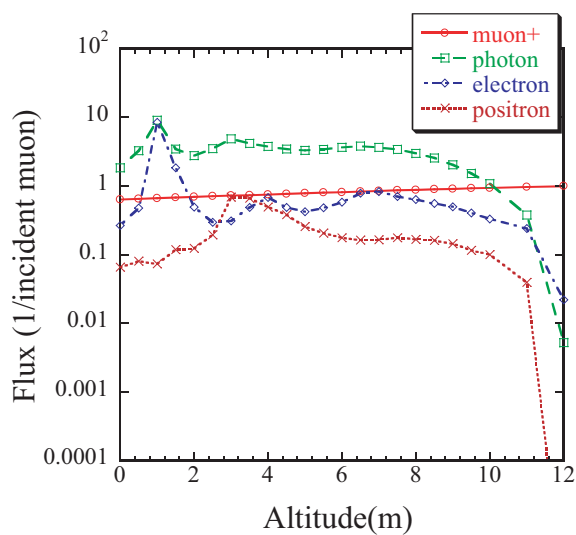
^{*3} 高度 12 km 付近（大気の深さ 200 g/cm²）では、 $\mu^+/\mu^- = 1.156 \pm 0.041$ [54]



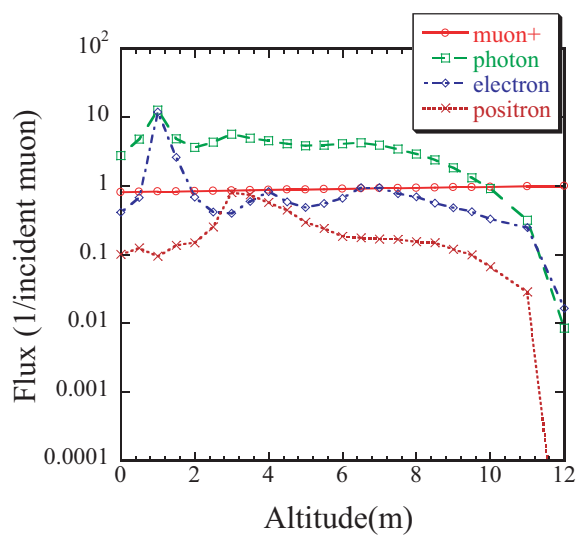
(a) 1 GeV



(b) 2 GeV

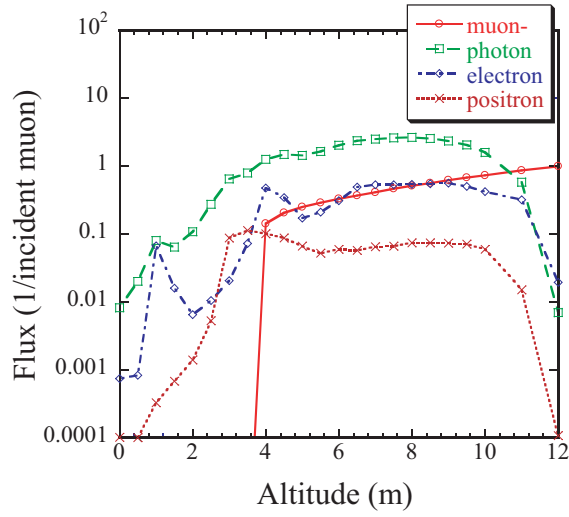


(c) 5 GeV

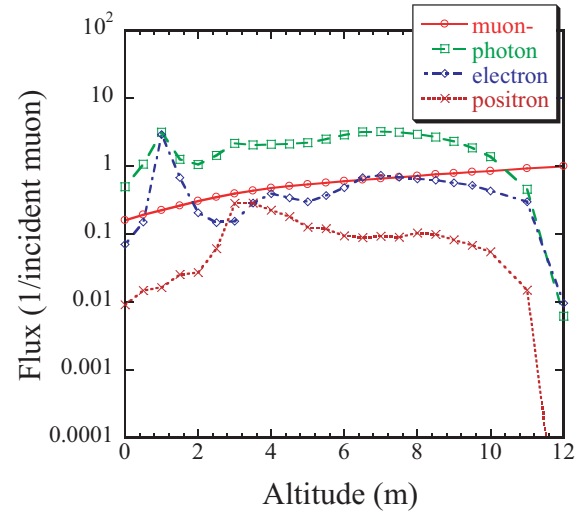


(d) 10 GeV

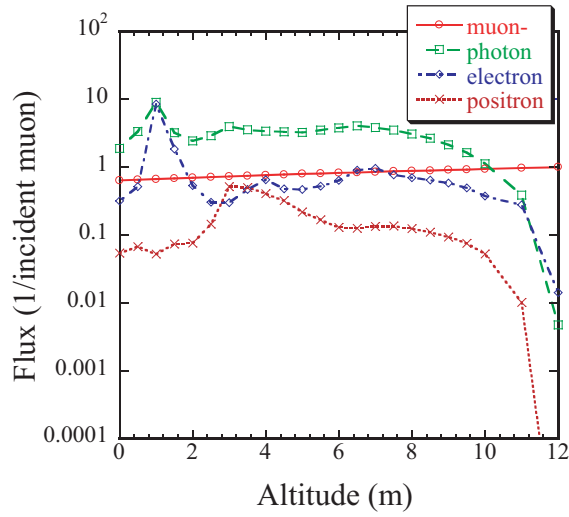
Fig. 4.5 単色正ミュオン (1, 2, 5, 10 GeV) を高度 12 km から入射したときの入射ミュオン 1 個あたりの各粒子束密度



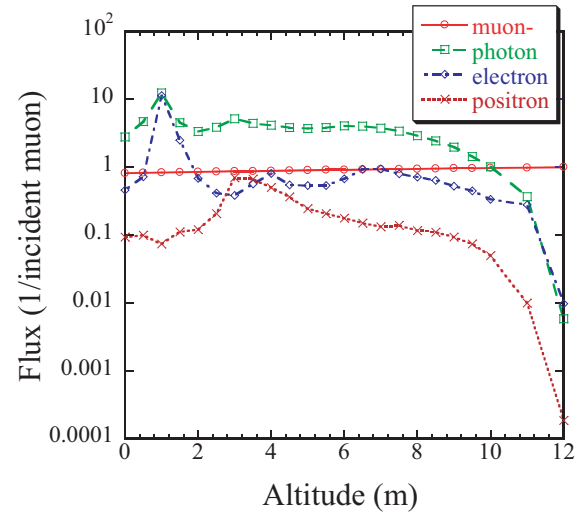
(a) 1 GeV



(b) 2 GeV



(c) 5 GeV



(d) 10 GeV

Fig. 4.6 単色負ミュオン (1, 2, 5, 10 GeV) を高度 12 km から入射したときの入射ミュオン 1 個あたりの各粒子束密度

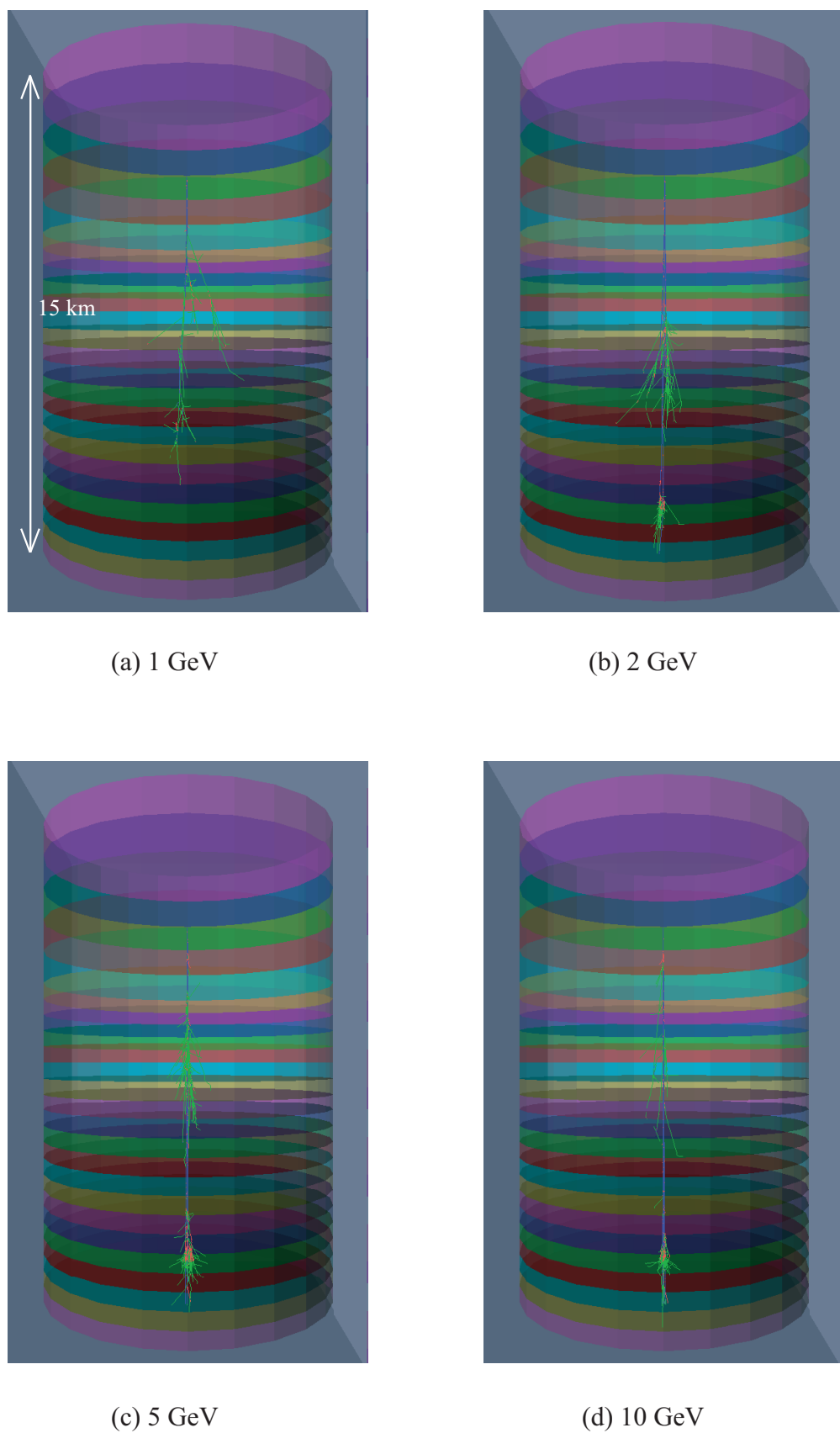
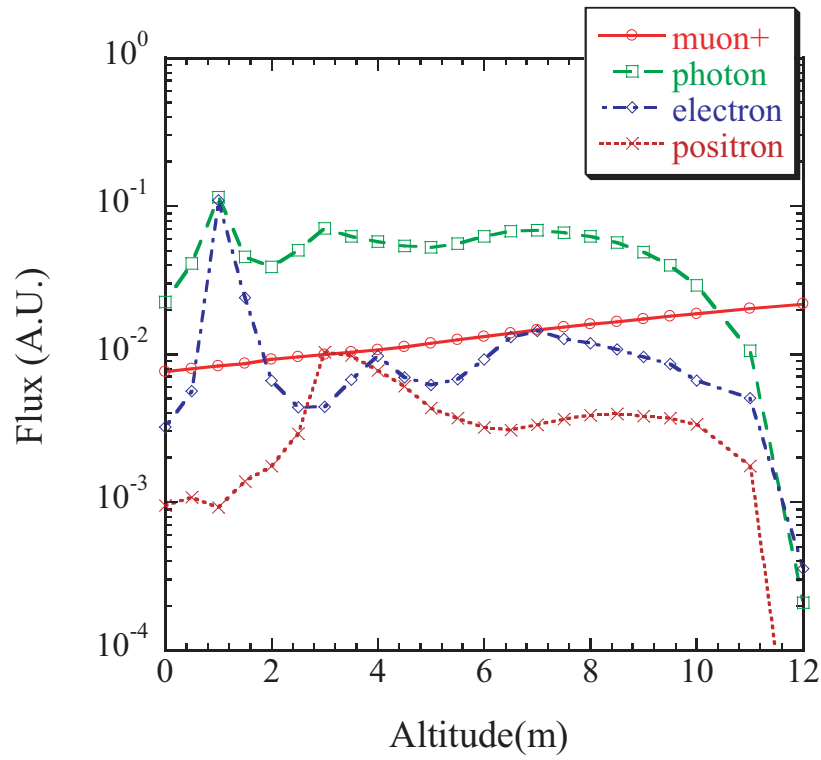
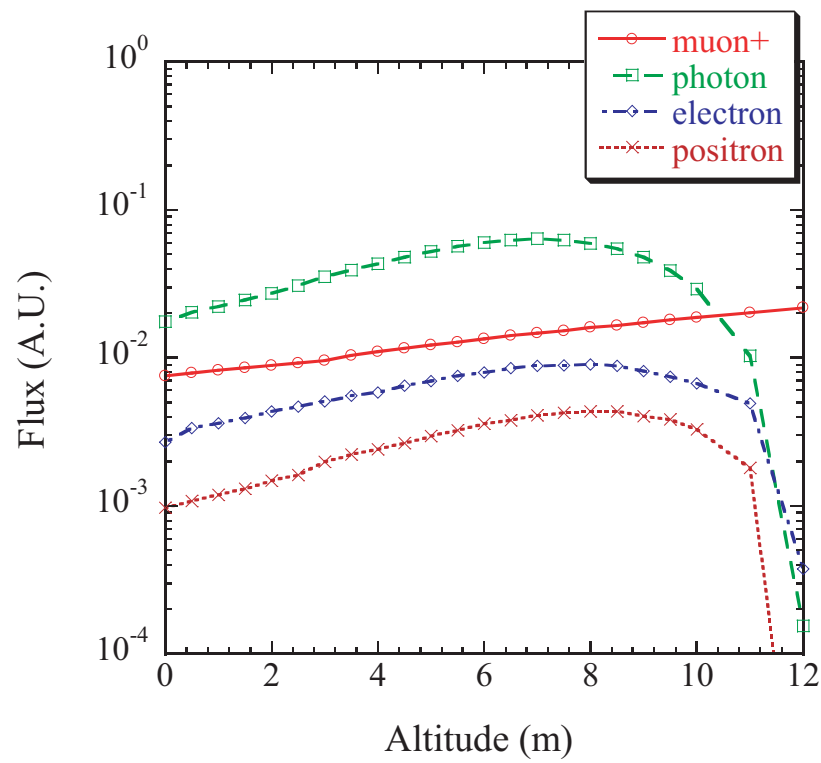


Fig. 4.7 単色正ミュオン (1, 2, 5, 10 GeV) を高度 12 km から入射したときのミュオン・電子・光子の飛跡 (入射ミュオン: 5 個)

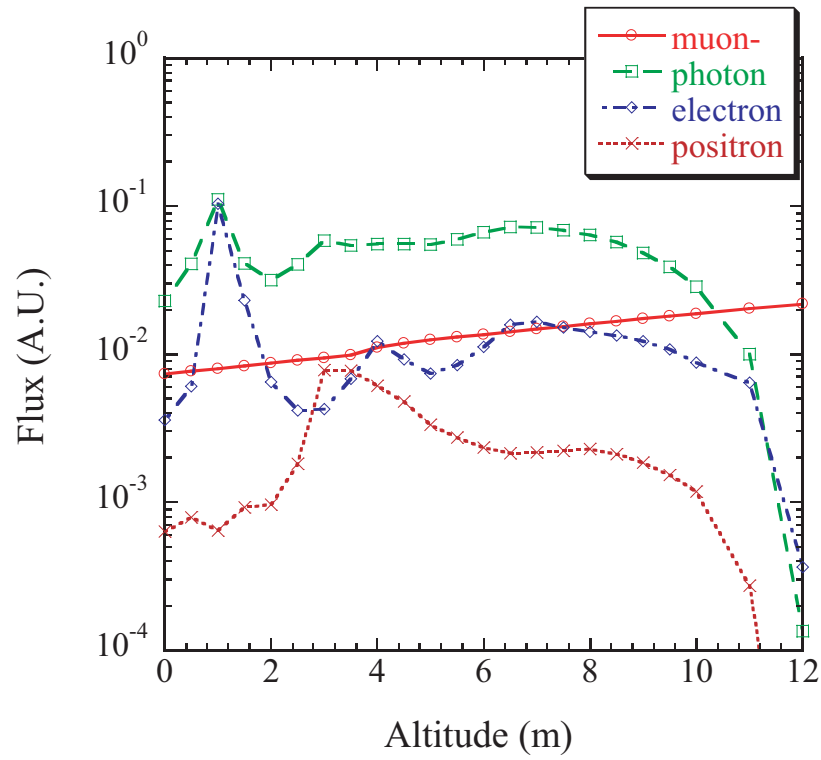


(a) 電界分布 (冬季雷) あり

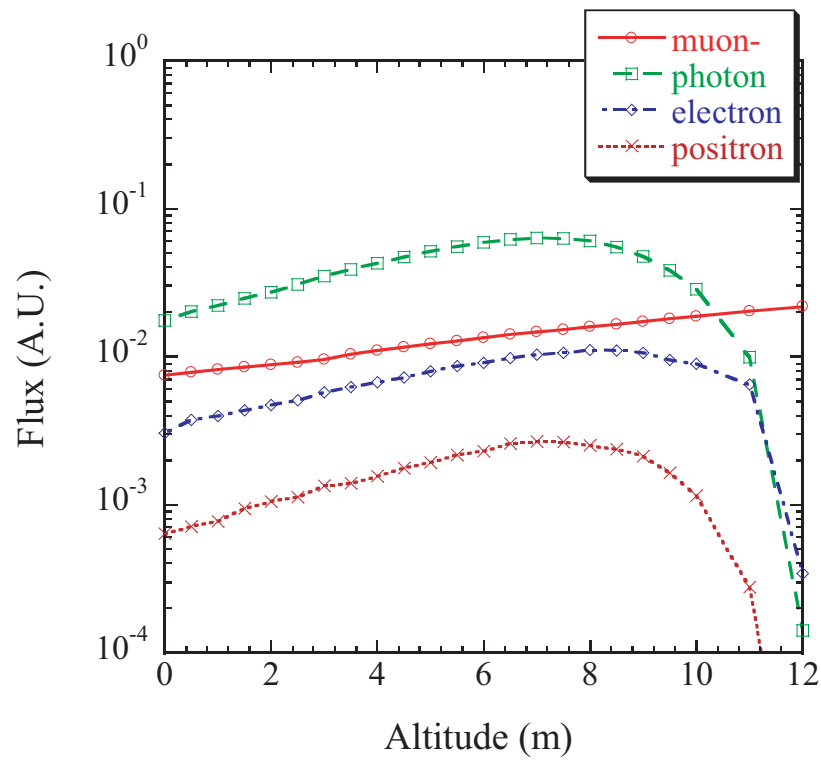


(b) 電界分布なし

Fig. 4.8 宇宙線正ミュオンが高度 12 km から入射したときのミュオン・電子・光子束



(a) 電界分布 (冬季雷) あり



(b) 電界分布なし

Fig. 4.9 宇宙線負ミュオンが高度 12 km から入射したときのミュオン・電子・光子束

この結果、透過性の高いミュオンは直接雷雲の高電界領域に進入しノックオン電子を放出するため、宇宙線ミュオンの粒子束を考慮すれば雷雲からの放射線の放出、及び雷雲内の電子密度の上昇に大きく寄与しているものと考えられる。

第 5 章

誘雷手法への適用可能性

5.1 緒言

第 4 章で宇宙線ミュオンが高電界領域で電子密度を上昇させていることについて述べた。また、第 3 章では、高電界領域で発生する逃走電子が多量の電子イオン対を生成し、電気伝導度を上昇させて雷放電の開始機構に影響を与えている可能性について言及した。本章では、これまでに述べた研究結果から得られた知見をもとに、高エネルギーミュオンを用いた誘雷手法の可能性について記述する。

5.2 ミュオン挙動解析による適用可能性

透過性の高い高エネルギーミュオンを雷雲に向けて照射することにより、雷雲内の電気伝導度を上げ、雷放電を起こしやすくなるのではないかとの考えから、計算によりその可能性、すなわちミュオン誘雷の可能性について検討する。概念図を Fig. 5.1 に示す。

ここで、前章で用いた Geant4 コードを用いてミュオン、電子、光子の挙動解析を行う。計算条件は以下のとおりである。

- 放出するミュオンビームは、エネルギーが 2 GeV の正負ミュオンとする。
- 地上より放出角度 30° とする。
- 雷雲半径は 5 km とし、雷雲より 2.5 km 側方の地上より照射する。
- 雷雲の電界分布は、3 極構造の冬季雷とする（計算モデルを Fig. 5.2 に示す）。

計算による粒子の飛跡シミュレーションを Fig. 5.3 に示す。

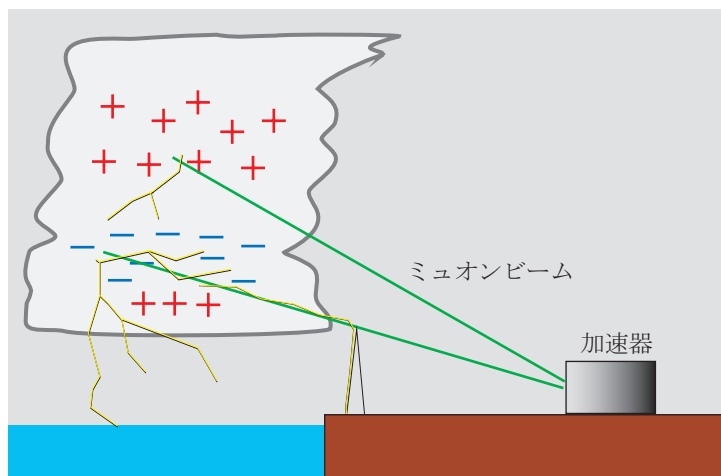


Fig. 5.1 ミュオン誘雷の概念図

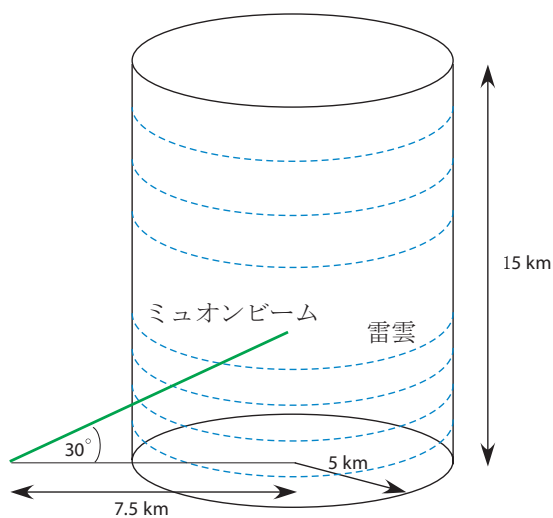
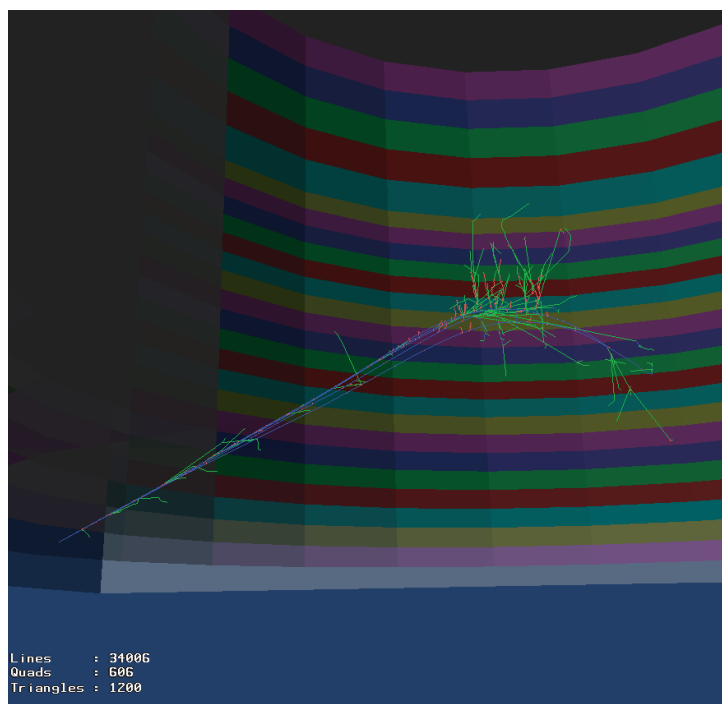


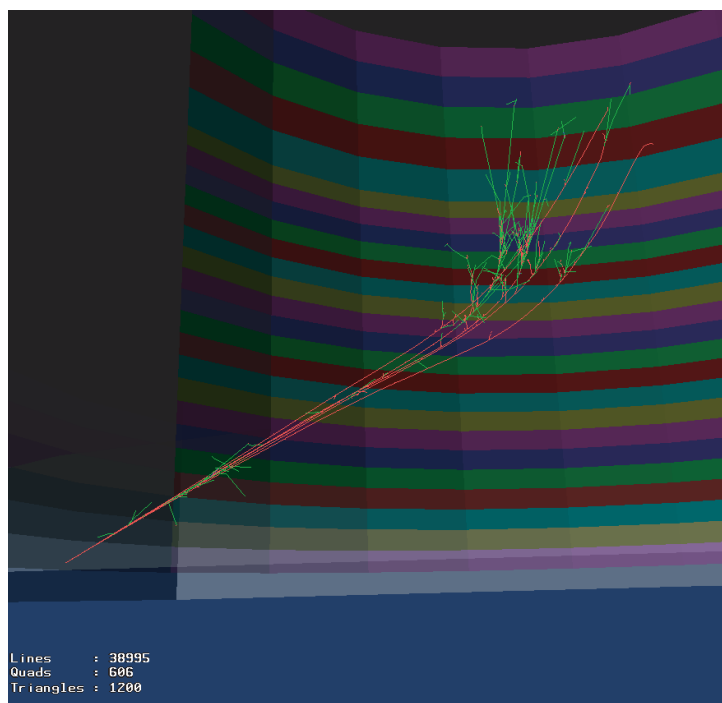
Fig. 5.2 Geant4 によるミュオン照射計算モデル

本計算で行った 2 GeV のミュオンビームの場合、崩壊直前の約 6 km 前方の高度 4 km 付近にある高電界領域で電子・光子を放出している。また、Fig. 5.3 に示すミュオンの飛跡から、雷雲電界によりミュオンは曲げられることも分かる。

次に、ミュオンビームの照射により大気中での吸収エネルギーを計算する（ヒストリー数：10,000）。これは、ミュオンが雷雲中でノックオン電子等の生成により多量の高エネルギー電子・光子を発生させることにより、これらが最終的に空気中で吸収されるエネルギーを求めるものである。照射ミュオン 1 個あたりの空気中での吸収エネルギーを、



(a) 正ミュオン(2 GeV)の場合



(a) 負ミュオン(2 GeV)の場合

Fig. 5.3 ミュオン照射時の各粒子の飛跡シミュレーション。青が正電荷の粒子飛跡、赤が負電荷の粒子飛跡、緑が光子の飛跡。(入射ミュオン粒子数：25 個)

Fig. 5.4 に示す。ここで、X 軸はミュオンの飛行方向に対する距離で、100 m ごとにその間で発生する電子・光子によって吸収されるエネルギーを Y 軸に示す。また、比較のため、電界がない場合の吸収エネルギーも併記する。

また、ミュオンビームの照射方向を中心軸として半径 100 m ごと、長さ 100 m の円筒領域での吸収エネルギーを求める。Fig. 5.5 に正ミュオン (2 GeV) を照射した場合の距離 5 km (4.9–5.0 km 間)、6 km (5.9–6.0 km 間)、7 km (6.9–7.0 km 間)、8 km (7.9–8.0 km 間) での吸収エネルギーの径方向の分布を図示する。

これらの図から、電界中に放出した場合、正負ミュオンともビームの進行方向の約 7 km (水平方向で約 6 km) 前方において、電界がない場合に比べて 10 数倍吸収エネルギーが増加し、ミュオン 1 粒子あたりの吸収エネルギーが 40 ~ 60 MeV に達していることから、100 万個程度の電子・イオン対が生成されることとなる。また、電界がある場合、最も吸収エネルギーが大きい 7 km 付近では、ビーム照射方向に対して半径 1 km 付近でも十分に吸収エネルギーが増加している。これは、Fig. 5.3 でも明らかなように、ビームが電界により曲げられたため、曲げられた方向での吸収エネルギーが増加したためである。

これらの結果から、ミュオンのエネルギーを選定し、高電界領域に照射すれば 1 桁以上電子密度を上昇させられると推定される。

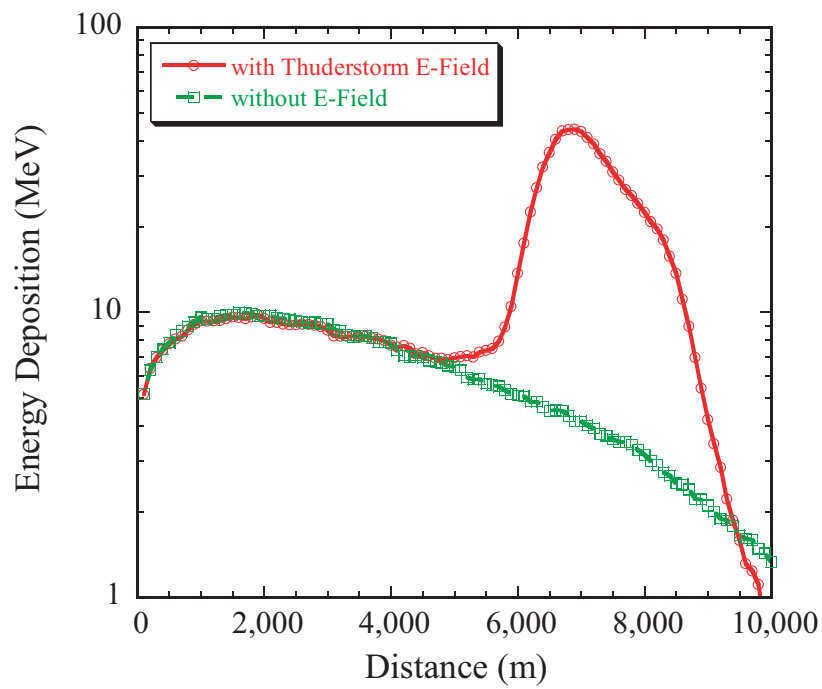
5.3 低エネルギーミュオンを用いた実験研究

これまで、宇宙線ミュオンや加速器からの照射をターゲットに高エネルギーミュオンについて述べた。このミュオンが雷雲内の高電界領域で電離もしくは崩壊するときの影響を調査するために、加速器からの低エネルギーミュオンを用いて電界中への照射実験を行うこととした。本実験は、解析調査のための予備実験として位置付けて行ったものである。本節では、その結果について記す。

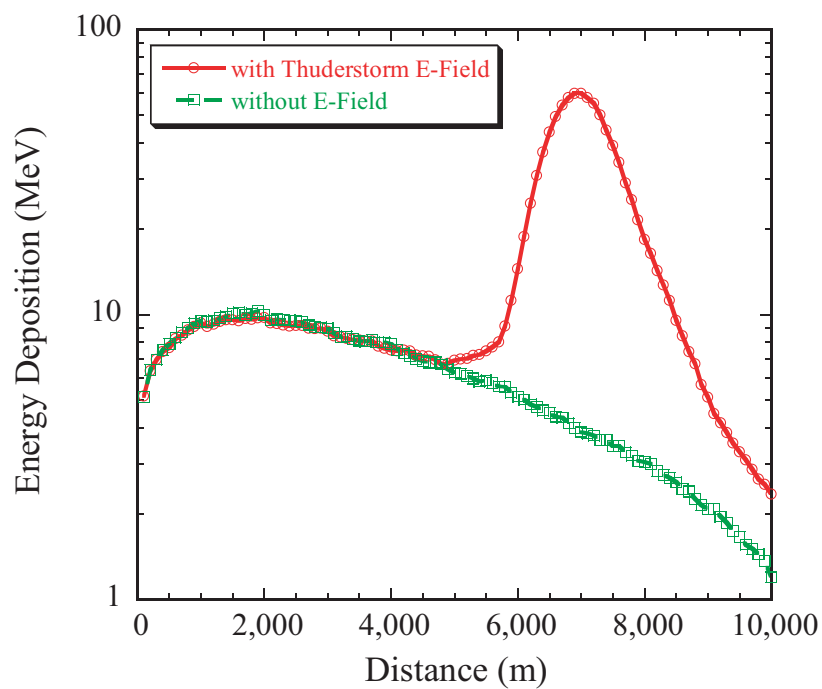
実験は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 中間子科学研究施設 (MSL) の崩壊ミュオンの実験ポートで行った (Fig. 5.6 参照)。ここで、ミュオンとの比較のため、電子についても照射実験を行う。照射した粒子を Table 5.1 に示す。

実験は棒-平板電極、及び平行平板電極の中心部に粒子を照射し、高電圧発生装置を用いて電極間の電界強度を徐々に上げ、放電時の電圧、及び粒子ビーム照射とのタイミングを調査することとする。実験装置の外観を Fig. 5.7 に示す。

実験結果を以下に記す。

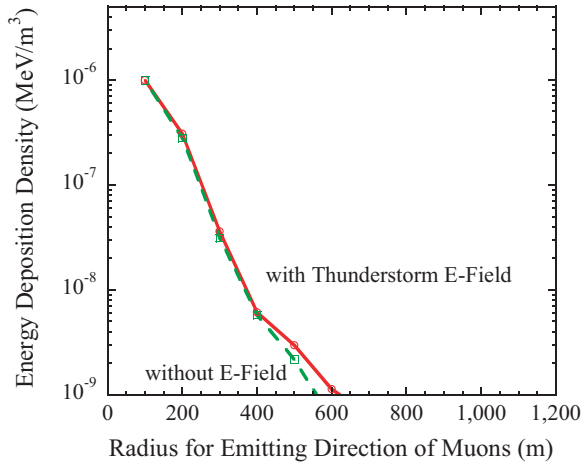


(a) 正ミュオン (2 GeV) 照射時

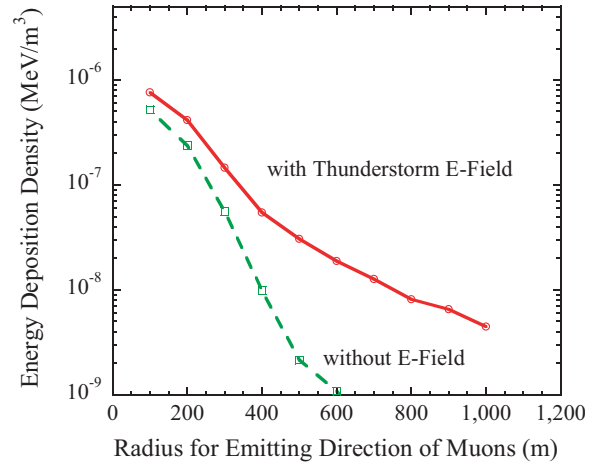


(b) 負ミュオン (2 GeV) 照射時

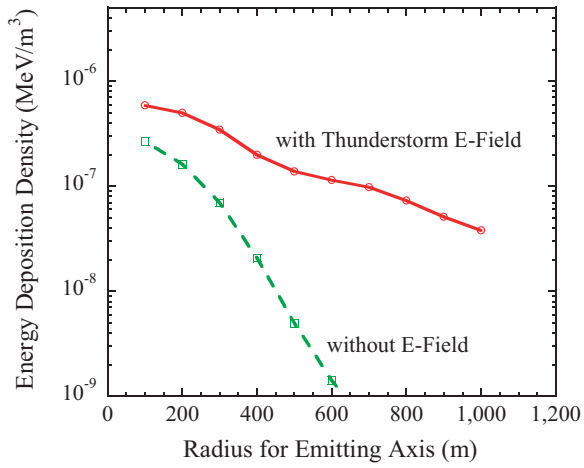
Fig. 5.4 雷雲電界及び電界がない場への照射ミュオン 1 個あたりの空気中での吸収エネルギー



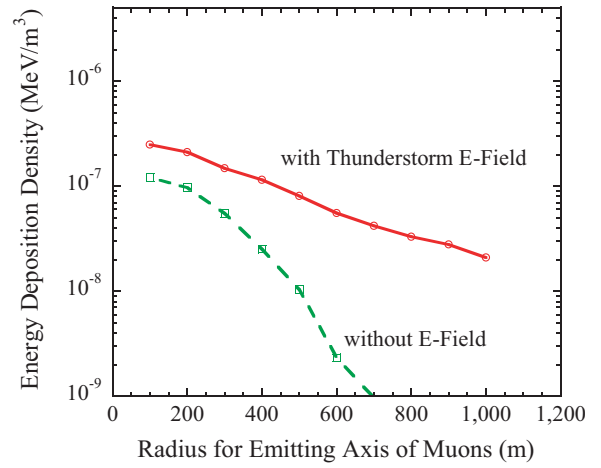
(a) 5 km



(b) 6 km



(c) 7 km



(d) 8 km

Fig. 5.5 雷雲中に正ミュオンビームを照射した場合のビーム照射方向に5, 6, 7, 8 kmの距離での吸収エネルギーの分布 (単位はミュオン1粒子に対する1 m³あたりの吸収エネルギー)。破線は電界がない場合である。

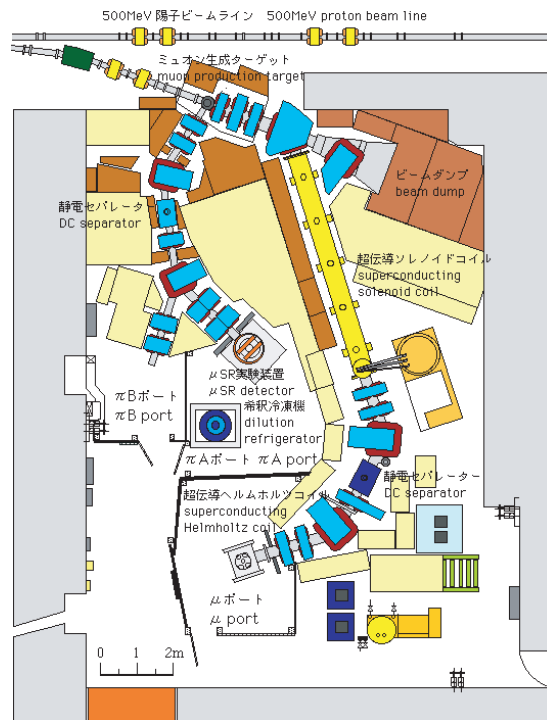
Fig. 5.6 KEK-MSL での実験ポート (μ ポート)

Table 5.1 照射粒子のエネルギーと粒子束

粒子	エネルギー (MeV)	最大粒子束 (個/パルス)	パルス間隔
μ^+	12	500	50 ms
μ^-	12	200	
e^-	30	600	

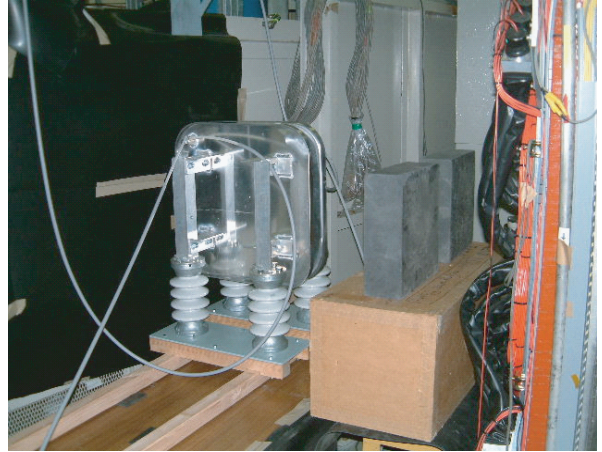
5.3.1 放電開始電圧調査

棒—平板電極及び平行平板電極での実験結果を Table 5.2 及び Table 5.3 に示す。

放電開始電圧は、電極表面の状態変化に伴う初期変動のみであり、ビームを照射しなかった状態 (BG) と各粒子の照射時では有意な差は認められなかった。



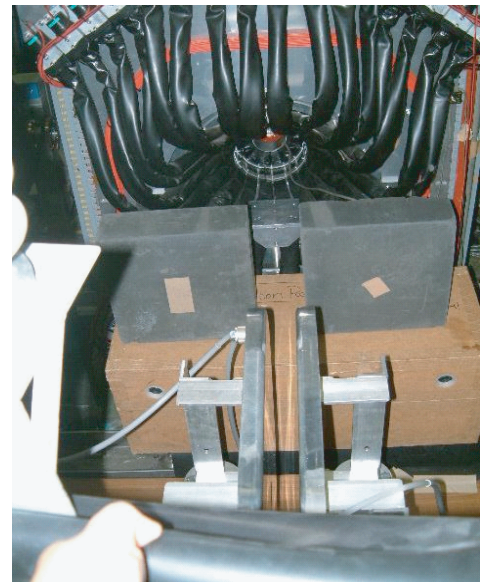
(a) 棒-平板電極



(b) 平行平板電極



(c) 高電圧発生装置



(d) 電極とビーム照射口

Fig. 5.7 実験装置の外観

Table 5.2 棒-平板電極による放電開始電圧実験結果（電極間隔：7 cm）

粒子	試験回数	放電開始電圧 (kV)
BG	41	49–83
μ^+	13	76–83
μ^-	9	78–83
e^-	11	75–83

Table 5.3 平行平板電極による放電開始電圧実験結果（電極間隔：4 cm）

粒子	試験回数	放電開始電圧 (kV)
BG	31	80–93
μ^+	19	91–93
μ^-	7	92–93
e^-	18	90–93

Table 5.4 棒-平板電極での放電タイミング調査結果（電極間隔：7 cm）

粒子	試験回数	同期回数	同期率 (%)
BG	7	0	0
μ^+	7	0	0
μ^-	9	0	0
e^-	11	0	0

5.3.2 放電タイミング調査

棒-平板電極、及び平行平板電極間にパルス放出されている粒子ビームを照射したとき、放電開始時間とビームのパルス照射のタイミングを調査する。ここで、粒子ビームのパルスは加速器からの信号を、また放電時に発生する電磁波パルスをトリガーとしてこれらのタイミングをオシロスコープを用いて計測する。

それぞれの計測結果を Table 5.4、Table 5.5 に示す。また、Fig. 5.8 にオシロスコープのハードコピーを示す。

平行平板電極での試験結果から、 μ^+ 及び e^- ビーム照射時にはビームパルスと同期し

Table 5.5 平行平板電極での放電タイミング調査結果（電極間隔：4 cm）

粒子	試験回数	同期回数	同期率 (%)
BG	25	3	12
μ^+	19	12	63
μ^-	7	1	14
e^-	18	15	83

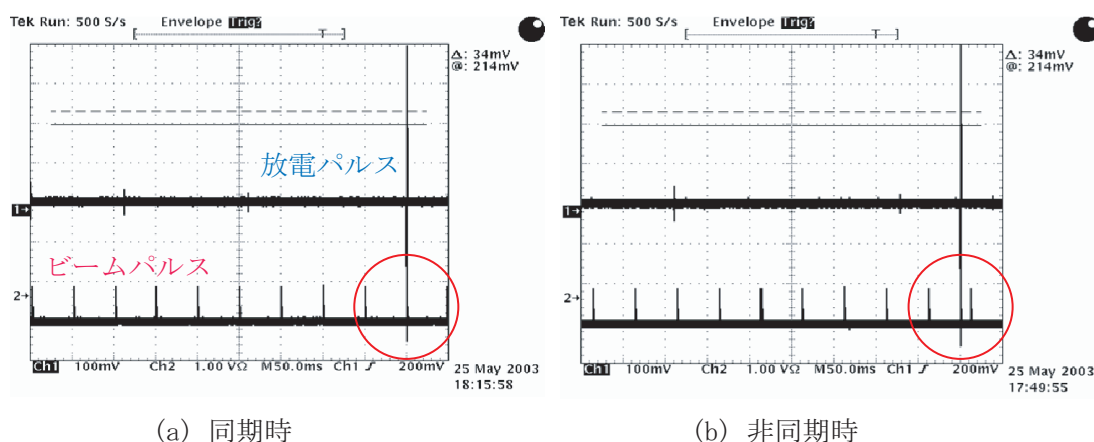


Fig. 5.8 タイミング試験のオシロスコープデータ

ていることが多く、放電開始との相関があることが分かった^{*1}。一方、棒—平板電極の場合は、電界強度が高い領域が局所的であるため、ビーム照射位置が必ずしも高電界領域になかったと考えられる。しかしながら、平行平板電極での試験においてビーム照射しなかったとき（BG）でも偶発的な同期があったにも拘わらず、一度も同期しなかった原因は不明である。また、 μ^- 粒子照射時には同期率が BG の場合と同様である原因についても、粒子束以外に他の粒子の場合との違いはなく、現状ではその理由は不明である。粒子束の違いによるものかどうかについては、さらなる実験が必要である。

また、放電開始時は電界強度が高い（約 2.3 MV/m）ため、実験の電極間隔（4 cm）ではビームを中心部に放出してもビームが電極間で曲がるため、電極板と衝突している可能性がある。この電極板との衝突による 2 次電子放出の可能性もあるため、粒子ビームの計測と併せて、散乱線の評価を行う必要がある。

^{*1} 照射初期のデータに電極板の表面荒れによる放電の影響も含まれている。実験の後半では、 μ^+ , e^- 粒子照射時のほとんどが同期した。

5.4 結言

本章では、ミュオンを用いた新しい誘雷手法について提案し、その可能性について検討した。モンテカルロ計算によるシミュレーションの結果、高電界領域で多数の電子・光子束を放出し、空気中での吸収エネルギーも急激に増大することから、高電界領域の電子密度を上昇させ放電を誘発する可能性があることが分かった。しかしながら、現段階は試計算であり、ビームエネルギーや照射方向など最適条件を求めたものではなく、今後詳細な解析を行う必要がある。

また、ミュオン照射時の放電実験では、ビームパルスとの同期について有意なデータが得られた。しかしながら、実験回数が少ないこと、電極間距離、電極の大きさ等の面から、実験方法を検討していく必要がある。

第 6 章

結論

原子力施設では、周辺住民等の安全確保のため、事業者、自治体が環境放射線のモニタリングを行い、そのデータは常時公表されている。冬の日本海側で発生する冬季雷活動によって、施設周辺の線量上昇が観測されることがあり、従来はノイズと見なされていた。しかしながら、ノイズとは言い切れない事象も見られたことから、その原因を調査すべく本研究を行った。

本論文では、雷雲からの放射線発生について、冬季雷活動時の観測データを調査解析することにより放射線の特徴を明らかにするとともに、雷雲の高電界領域で加速され逃走電子となる高エネルギー電子の挙動、及び制動放射線の発生についてモンテカルロ計算により明らかにし、これらの特徴について考察した。さらに、本研究から得られた解析結果をもとに誘雷手法への可能性についても検討した。本章では、本研究で得られた主要な結果を要約し結論とする。また、今後の課題についても記述する。

6.1 本論文で得られた結果

6.1.1 冬季雷で観測される線量上昇

1997 年 1 月に発生した事象を中心に測定された環境放射線の線量上昇を解析した結果、冬季雷活動時に発生する放射線の特徴が明らかになった。すなわち、

- 線量率上昇の立ち上がり時間は数 10 秒程度である。
- 発生する放射線はエネルギーが数 MeV 程度までの連続スペクトルを示す。
- 線量上昇が観測される領域のほとんどは数 100 m と局所的である、

であった。これらの事象の推移から、線量上昇は個々の雷放電によるものとは考えにくく、雷雲内の高電界領域の形成による準静的な過程と考えられた。

6.1.2 雷雲内での放射線挙動シミュレーション

雷雲内の放射線挙動を解析するためのモンテカルロ計算コードを作成しシミュレーション計算を行った結果、以下に示す放射線の発生条件とその特徴、及び可能性が明らかになった。

- 雷雲内の電界強度が約 $280 P(z)[atm] [kV/m]$ を超える領域で、MeV 領域の逃走電子が生成され、制動放射線が発生する。
- 地上付近でそれを超える電界領域が形成されるのは、冬季雷活動の成熟期初期に見られる 3 極構造の雷雲である。
- 2 極構造の冬季雷雷雲や夏季雷雷雲では、逃走電子が生成される電界強度の領域が高度数 km の高い位置にあるため、制動放射線が発生しても減衰により地上（平地）で観測するのは困難である。
- 宇宙線ミュオンは透過性が高く、飛行中にノックオン電子を放出するため、雷雲の高電界領域に直接入り込むことによって、逃走電子及び制動放射線発生 of 大きな因子となっている。
- 雷雲の高電界領域へのミュオン及び高エネルギー電子の入射により逃走電子が生成され、電磁シャワーを引き起こすことによって大気中の電子密度及び電気伝導度が上昇し、雷放電の誘発につながっている可能性がある。
- また、ミュオンビームを雷雲の高電界領域に向けて照射することにより、人為的に電磁シャワーを起こし放電開始を誘発する可能性が考えられる。

6.2 今後の課題

本研究により、ミュオンや高エネルギー電子が雷雲からの放射線発生に与える影響が分かってきた。また、これらの粒子が放電開始メカニズムに果たす役割についても可能性を示唆するものであった。

これらを確認するためには、

- 雷雲内もしくは近傍で高エネルギー電子の存在を計測により確認する。
- 室内実験により、逃走電子の生成を確認する、

ことが重要となる。

前者は、本論文でも述べた放射線モニタと TLD の評価線量の差異の原因を明らかにする上でも重要である。よって、雷からの放射線計測を行う上で、 γ 線のみならず電子の計

測を今後行っていく必要がある。また、バックグラウンドとしての宇宙線ミュオンの変動も計測上の課題となる。

後者について、本研究では低エネルギーミュオン等を用いた予備実験を行った。しかしながら、既に述べたように、結論づけるには至っていない。今後、より厳密な実験研究を行い検証していく必要があろう。そのためには、実験上の制限もあるが、電極構造の検討、計測手法の見直し等の課題が残る。

付録 A

雷雲・雷放電からの放射線の観測

A.1 初期の観測活動 / 1930 – 1960 年代

最初に雷雲中での放射線を観測しようとしたのは Schonland である。Schonland は、南アフリカ・ヨハネスブルグ（海拔 1,780 m）で雷雲通過時の放射線レベルを炭酸ガスを充填した電離箱（ $15\text{ cm}^{\phi} \times 15\text{ cm}^h$ ）を用いて測定し、指示変動の有無を調査した [3]。しかし、雷雲直下はもとより雷雲から 10 km 以上離れた地点でも観測したが有意な上昇は見られなかった。むしろ雷雲によっては指示値が低下するのが観測されている。Schonland らは、さらに、雷雲から上方へ向かった電子が地球磁場の影響を受けて曲げられ、降下する過程で放出される制動放射線の観測を試みるため、GM 管を用いて観測を行った [4]。その結果、雷放電の数秒前に有意な上昇が見られたとしている。しかも、その上昇は雷雲から 30 km より近いところでは観測されず、ある程度離れたところで観測されたとしている。

続いて、英国の Macky が写真乾板を気球に取り付け、雷雲に向けて放球した [5]。放った 11 個の気球の内、4 個が雷雲の中心に到達し、回収した気球の写真乾板を測定した結果、いずれも有意な放射線は検出されなかった。なお、写真乾板は厚さの異なる鉛箔で遮蔽されており、電子の検出下限エネルギーは 1.25 MeV である。

また、南アフリカの Halliday は、雷放電に同期して膨張する霧箱を用いて、飛跡の増加を観測している [6]。その結果、統計的に有意な飛跡の増加を観測したとしており、しかも飛跡の方向は北から磁力線の方角に向けたものが優勢であったとしている。

これらの観測は、全て宇宙線の由来がまだ分からず、雷雲電界により加速された荷電粒子が地球磁場により曲げられて再び地球に降り注ぐためと考え行ったものである [2]。

1960 年代に入って、もっぱら米国で観測が行われるようになった。Hill は、イリノイ州の高さ 300 m のテレビ塔の頂上にある 4 本の避雷針に、運動エネルギーが 0.5 MeV 以上の電子に有感な写真乾板を取り付け観測を行った [55]。同時に避雷針の先に銅のキャッ

プを被せ、落雷の有無についても測定した。塔への落雷が 20 回以上あった期間と一度もなかった期間では、測定結果に有意な差はなく、また、コントロール用乾板との差もなかった。また、乾板に記録された電子の飛跡は宇宙線による照射と強い相関があり、運動量を計測した結果、宇宙線の運動量分布と一致していたとしている。

一方、Shaw は、NaI 検出器 ($10\text{ cm}^d \times 10\text{ cm}^h$) を用い、500 keV 以上の光子 ($X \cdot \gamma$ 線) を測定した [56]。測定は、アリゾナ州 Mt. Lemmon (海拔 2,800 m) 頂上の観測所で行われ、晴天時と比べて雷雲接近時には有意 (1σ 以上) な指示上昇が見られた。しかも、雷雲の強度 (1 分間あたりのコロナ放電回数) が大きいほどカウント数が増加した。また、観測所から 75 m 離れた塔に落雷したときのカウント数の増加は有意とはいえなかったとしている。

Whitmire は、ルイジアナ州の高さ約 550 m のテレビ塔頂上に 5 組の TLD を取り付け、9 ヶ月間照射した [57]。TLD はフッ化リチウム (LiF) の結晶で、厚さ 0.063 mm のテフロンと 0.14 mm の不透明カバーのみでフィルタ無しの TLD と厚さ 2.5 mm のポリエチレンフィルタでカバーした TLD の 2 種類を用いて一緒に照射した。「フィルタ無し」の有感エネルギーは電子に対して 125 keV 以上、光子に対しては 3 keV 以上、また「フィルタ付き」は、それぞれ 700 keV 以上、10 keV 以上としている。照射期間中、フラッシュ数で 60 回以上の落雷があり、その間の測定値をコントロール用素子と比較した。その結果、フィルタ付きの TLD はコントロール用素子と有意な差は見られなかったが、「フィルタ無し」は「フィルタ付き」より 23~53 % 高めとなり、しかも設置方向により差異が見られたとしており、コントロール分を差し引いた値は、17 mR であり、電子 ($E_e = 700\text{ keV}$) にして $5 \times 10^3\text{ e/cm}^2$ 、光子 ($E_{ph} = 10\text{ keV}$) とすると $3.6 \times 10^5\text{ ph/cm}^2$ に相当すると報告している。

A.2 雷雲中及び雷雲上空等での観測 / 1980 年代以降

1980 年代には航空機を用いた観測が行われている。Parks らは、ジェット機に 2"φ の NaI 検出器を搭載し、雷雲中を飛ぶことによりカウント数の変化を調べた [7]。検出器は操縦席後部のアルミ機体に多数の穴を開け、その下に設置した。低エネルギー領域の光子を観測するため、3 keV から 12 keV 以上を 6 チャンネルのエネルギー領域に切って観測した。その結果、12 keV 以上の領域で明らかに有意 (最大 8σ) な値を示した。そして、3 ~ 7 keV の領域でも有意な上昇を示したが、7 ~ 12 keV の範囲は変化が少なかったとしている。また、機体への直撃雷に対しては特に大きな変化はなかったとしている。

McCarthy と Parks は、さらに NaI 検出器の隣にダミーの“検出器” (シンチレータを取り外して光電子増倍管のみの検出器 PASSIVE) を設置し、通常の NaI 検出器 (ACTIVE) との比較測定を行った [8]。もともと前報 [7] でも、検出器周りを 2 重の電磁遮へいで

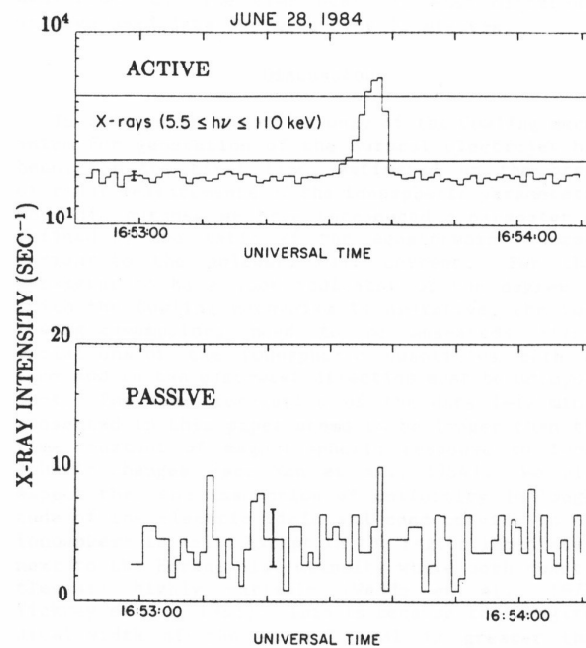


Fig. A.1 ジェット機による雷雲中での観測 [8]

困む他、信号を光変換するなど、極力電磁的な影響を受けないよう試みているが、さらに物理的、電氣的に同条件のダミーの“検出器”を設置することで、電磁ノイズの有無を確認した。観測の結果、5 keV から 110 keV 以上のいずれの領域でも、カウント数が数秒間隔で 2 桁以上も上昇した。この間、PASSIVE 検出器は熱雑音による計数のみであった (Fig. A.1 参照)。McCarthy らは、ジェット機の数と計数率の上昇時間から、“線源”の大きさは少なくとも 1 km だろうとしている。そして、雷放電とともにカウント数が急速に低下することから、電子が制動放射線の放出を中止したためとしている。また、前報に引き続き機体への直撃雷及び近傍での雷放電とカウント数の上昇は直接関係はなかったとしている。さらに、5 ~ 110 keV のスペクトル分布は、平常時の 2 次宇宙線によるコンプトン成分と同じであったと結論づけている。

しかし、McCarthy らは、彼らが観測した放射線が雷雲電界によって電子が加速されたことによるものとしても線源となる 2 次宇宙線電子や Rn 子孫核種の β 線の量から推定して電子数が少ないとしている [58]。

また、Eack らは $5\text{ cm}^{\phi} \times 2\text{ mm}^t$ の薄い低エネルギー用 NaI(Tl) シンチレータを用いた検出器 (30–60 keV、60–90 keV、90–120 keV の 3 チャンネルのエネルギー領域で計測) と電界強度計を気球に搭載し、雷雲に向けて放球した [59]。その結果、Fig. A.2 に示すように雷雲内の強電界領域で放射線の計数率が急激に上昇していることが分かっ

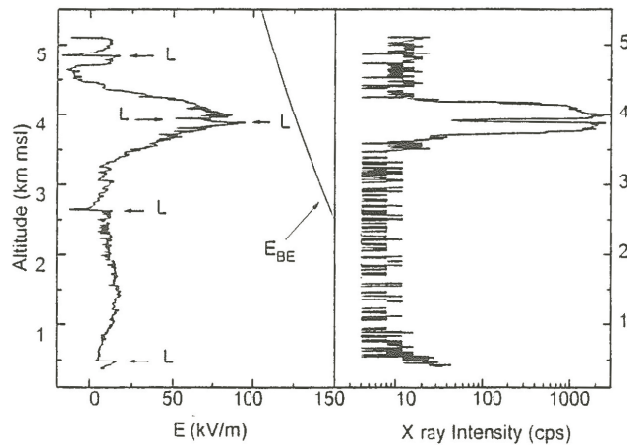


Fig. A.2 気球による雷雲中での観測 [10]

た [10]。

以下に、これらの観測により得られた測定結果の主な特徴を示すが、いくつかの共通した特徴を有していることが分かる。

- 雷雲内においてX線強度（計数率）が約 1,2 桁上昇した（共通）。しかし、Passive システムは有意な変動はなかった（ジェット機）。
- X 線強度が上昇した範囲は、数 100 m 以上であった（ジェット機：水平的な広がり、気球：鉛直方向の広がり）。
- X 線強度の上昇は雷放電より前に出現（ジェット機：数秒以上前、気球：～ 1 分）し、雷放電とともに下がった（共通）。
- 雷放電後、電界強度は復帰しても X 線強度は追従しない事象もあった（気球）。
- 計数率が上昇した X 線のエネルギー領域は、数 10 keV が中心であった（共通）。

一方、雷雲より高高度の宇宙からの観測結果が報告されている。Fishman らは、スペースシャトルから打ち上げられた γ 線観測衛星 CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) に 8 基搭載されている BATSE (Burst and Transient Source Experiment) 検出器の中の NaI(Tl) 検出器のデータを解析したところ、1991 年 4 月から 1993 年 10 月までに地球上から放出されている γ 線バーストを 12 回観測している [9]。観測データを Fig. A.3 に示す。

観測された場所は、いずれも雷活動の多い地域の上空で、少なくとも高度は 30 km 以上のところで発生したとしている。また、気象画像を突き合わせることが可能だった 7 つの事象のいずれもが明らかに雷雲の特徴を有した雲であったとしている。さらに、雷放電に伴い放出される電磁波の地上での観測結果 [60] から、 γ 線バーストは雷活動に起因して

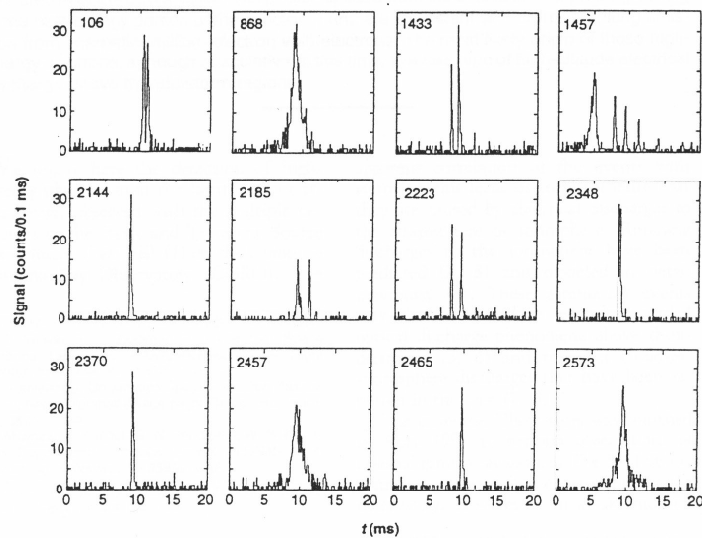


Fig. A.3 人工衛星による雷雲上空での観測 [9]

いと推定されている。観測された“ γ 線バースト”の立ち上がり時間は ~ 0.1 ms から 2.0 ms 程度であった。さらに、バーストを検出した NaI 検出器は、 20 keV から 300 keV 以上のエネルギー領域を 4 チャンネルに切っているが、それらのスペクトルインデックスから、実効エネルギー 1 MeV 程度の制動放射線と見られている。

また、前述の気球観測グループでも、雷雲より上部で有意な放射線強度の上昇を観測している [11]。

これらの観測によると、

- CGRO での観測データから γ 線は高度 30 km 以上の高高度で発生した。また、気球で X 線強度の上昇を観測した地点は雷雲頂部より 3 km 上層の 15 km 付近であった。
- γ 線のエネルギー分布から、MeV 領域電子からの制動放射線と推定される (CGRO)。
- 全エネルギー領域で X 線強度が上昇したが、低エネルギー領域 ($30 - 60$ keV) で計数率の上昇時間がやや長い傾向を示した (気球)。
- CGRO で指示値が上昇した時間は $0.1 \sim 2$ ms であり (Fig. A.3 参照)、気球は 1 秒程度であった。
- 雷雲中とは異なり電界強度は -500 V/m で大きな変動はなかった (気球)、

ようである。

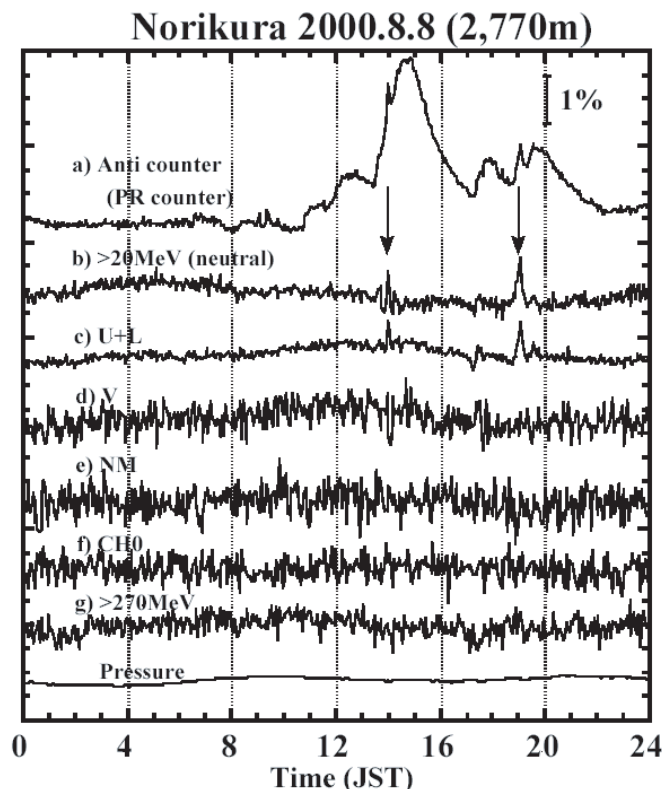


Fig. A.4 乗鞍岳での宇宙線変動の観測 [16]

A.3 国内での観測事例

国内でも宇宙線研究グループと原子力発電所周辺環境モニタリングを実施しているグループにより、雷活動に起因すると考えられる放射線強度の上昇に関する観測事例が報告されている。

乗鞍宇宙線観測所での観測では、夏季雷に起因すると考えられる宇宙線強度の変動が観測されている [16]。名大宇宙線研究グループが太陽中性子望遠鏡により観測したものである (Fig. A.4 参照)。強度変動が見られた宇宙線は、電子、陽電子、 γ 線のいずれかと考えられ、その時間は 10 分間程度であった。

また、原子力発電所周辺環境モニタリングを実施しているグループからは、雷活動に起因すると考えられる放射線量率及び線量の上昇に関する観測事例が報告されている。全て冬の日本海側で発生する冬季雷によるもので、冬季雷発生時にモニタリングポスト等の環境放射線モニタの指示値上昇や発電所周辺等で一定期間の積算線量を測る熱ルミネセンス線量計 (TLD) 等の線量上昇に関するものである。

吉岡らは、1993 年 1 月に敦賀半島で発生した事象は電離箱だけでなく NaI 検出器のモ

ニタ指示値までが上昇した初めての事象であると報告している [17]。また、このときに 1 週間毎に交換し測定していた TLD も平常値より大幅に増加したとしている。

また、山崎らは新潟県柏崎市で雷活動によると考えられる環境放射線モニタの指示値上昇を観測しており、特に 3 MeV 以上のエネルギー領域で計数率の上昇が顕著であったとしている [19]。さらに、彼らは発電所構内にある誘雷鉄塔で TLD とガラス線量計を用いて線量の高度分布を測定していたところ、夏とは異なり、冬季は鉄塔上部の線量が高くなる傾向を示したとして雷活動による放射線の可能性について言及している。

Table A.1 雷活動に起因する放射線の観測に関する報告（○：雷放電／雷雲から有意な上昇があった、×：なかった）

年代	著者	結果	特徴
30年代	Schonland [3]	×	地上で電離箱、GM管を用いて観測。GM管の計測で30 km以上離れた地点の雷放電により事象発生。
	Schonland & Viljoen [4]	○	
	Macky [5]	×	気球に写真乾板を乗せ観測。4気球が雷雲中心を通ったが検出されず。
	Halliday [6]	○	雷放電同期型霧箱で雷雲距離が頭上から40 kmまでの地点で観測。雷雲が西にあるとき最も上昇。
60～70年代	Hill [55]	×	TVタワー（300 m）頂部に写真乾板を設置し高エネルギー電子を計測。雷放電との相関は見られず。
	Shaw [56]	○	山上（標高2,800 m）でNaI検出器により宇宙線成分を測定。個々の雷放電との相関はなく雷雲通過時に変動あり。
	Whitmire [57]	○	タワー（549 m）頂部にTLD（LiF）を設置し観測。低エネルギーX線または電子によるものと推定。
80年代以降	Parks et al. [7] McCarthy & Parks [8]	○	航空機にNaI検出器を搭載して雷雲を横切り、数10 keV領域で放射線上昇を観測。機体に雷放電の直撃を受けても変動はなかった。
	吉岡ら [17]	○	環境放射線モニタ（電離箱、NaI検出器）及びTLDで雷活動によると考えられる線量上昇を観測。
	Fishman et al. [9]	○	人工衛星により雷雲上空でX線バーストを検出。2年間で12回観測。MeV領域電子からの制動放射線と推定。
	Eack et al. [10, 11]	○	気球に電界強度計とNaI検出器を搭載し雷雲中・上空で測定。4 kmと15 kmで上昇。中・上部で特徴異なる。
	Suzcynsky et al. [61]	×	地上（標高2,256 m等）でNaI検出器により測定。Rn子孫核種によると思われる上昇のみ。
	Brunetti et al. [13]	○	地上（標高2,005 m）でNaI検出器により測定。10 MeVまでの高エネルギーγ線を検出。
	Chubenko et al. [14]	○	地上（標高3,340 m）で、X線（ $E \leq 50 - 80$ keV）を観測。上昇時間は1～5分で検出範囲は約500 m。宇宙線中性子、ミュオンに変動なし。
	Moore et al. [15]	○	山頂（標高3,288 m）でNaI検出器により1 MeV超の放射線を観測。1, 2 msのバーストで先駆放電で発生と推定。
	Takami et al. [16]	○	乗鞍山頂付近（2,770 m）で太陽中性子望遠鏡にて宇宙線変動を観測。40 MeV以上の高エネルギーγ線・電子・陽電子による上昇の可能性大。ミュオンの可能性は小。中性子は変動せず。
	Torii et al. [18]	○	環境放射線モニタ及びTLDで線量上昇を観測。数MeVの制動放射線と推定。
	山崎ら [19]	○	環境放射線モニタで雷活動時に線量上昇を観測。TLD等を用い鉄塔（117 m）で線量の高度変化を測定し夏と冬で分布異なる。

参考文献

- [1] Wilson, C. T. R., The acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 22, 534 – 538, 1925.
- [2] 早川, 宇宙線, 筑摩書房, 1972
- [3] Schonland, B. F. J., Thunder-storms and the penetrating radiation, *Proc. Roy. Soc. London*, A130, 37 – 63, 1930.
- [4] Schonland, B. F. J., and J. P. T. Viljoen, On a penetrating radiation from thunderclouds, *Proc. Roy. Soc. London*, A140, 314 – 333, 1933.
- [5] Macky, W. A. An attempt to radiation in thunder clouds, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 30, 70 – 73, 1934.
- [6] Halliday, E. C., Thunderstorms and the penetrating radiation, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 30, 206 – 215, 1934.
- [7] Parks, G. K., B. H. Mauk, R. Spiger, and J. Chin, X-ray enhancements detected during thunderstorm and lightning activities, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 1176 – 1179, 1981.
- [8] McCarthy, M., and G. K. Parks, Further observations of X-rays inside thunderstorms, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 393 – 396, 1985.
- [9] Fishman, G. J., P. N. Bhat, R. Mallozzi, J. M. Horack, T. Koshut, et al., Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin, *Science*, 264, 1313 – 1316, 1994.
- [10] Eack, K. B., W. H. Beasley, W. D. Rust, T. C. Marshall, and M. Stolzenburg, Initial results from simultaneous observation of X rays and electric fields in a thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, 101, 29,637 – 29,640, 1996.
- [11] Eack, K. B., W. H. Beasley, W. D. Rust, T. C. Marshall, and M. Stolzenburg, X-ray pulses observed above a mesoscale convective system, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2915 – 2918, 1996.
- [12] Lehtinen, N. G., M. Walt, U. S. Inan, T. F. Bell, and V. P. Pasko, γ -ray

- emission produced by a relativistic beam of runaway electrons accelerated by quasi-electrostatic thundercloud fields, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 2645 – 2648, 1996.
- [13] Brunetti, M., S. Cecchini, M. Galli, G. Giovanini, and A. Pagliarin, Gamma-ray bursts of atmospheric origin in the MeV energy range, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 1599 – 1602, 2000.
 - [14] Chubenko, A. P., V. P. Antonova, S. Yu. Kryukov, V. V. Piscal, M. O. Ptitsyn, et al., Intensive X-ray emission bursts during thunderstorms, *Phys. Lett. A*, *275*, 90 – 100, 2000.
 - [15] Moore, C. B., K. B. Eack, G. D. Aulich, and W. Rison, Energetic radiation associated with lightning stepped-leaders, *Geophys. Res. Lett.*, *28* (11), 2141 – 2144, 2001.
 - [16] Takami, T., Y. Muraki, Y. Matsubara, K. Matsuda, T. Sako, et al., Particle acceleration in thunderstorms, *Proc. ICRC2001*, 4027 – 4030, 2001.
 - [17] 吉岡、大西、島田、亘, 放射線検出器に見られた雷発生時の影響, 福井県環境放射線監視センター年報, 16, pp.129 – 132, 1993.
 - [18] Torii, T., M. Takeishi, and T. Hosono, Observation of gamma-ray dose increase associated with winter thunderstorm and lightning activity, *J. Geophys. Res.*, *107* (D17), 4324, doi:10.1029/2001JD000938, 2002.
 - [19] 山崎、藤巻、大高、殿内, 柏崎刈羽地域の環境ガンマ線鉛直プロファイル, 新潟県保健環境科学研究所年報, 17, 94–98, 2003.
 - [20] 原子力安全委員会, 環境放射線モニタリングに関する指針, 2001.
 - [21] 日本工業規格, 環境 γ 線連続モニタ, *JIS Z 4325-1994*, 1994.
 - [22] Yamashita, T., N. Nada, H. Onishi, and S. Kitamura, Calcium sulfate activated by thulium or dysprosium for thermoluminescence dosimetry, *Health Phys.*, *21*, 295 – 300, 1971.
 - [23] Torii, T., and T. Sugita, Development of PRESTA-CG Incorporating Combinatorial Geometry in EGS4/PRESTA, *JNC TN-1410 2002-001*, 2002.
 - [24] Nelson, W. R., H. Hirayama, and D. W. O. Rogers, The EGS4 code system, *SLAC-265*, Stanford Linear Accelerator Center, 1985.
 - [25] Bielajew, A. F., and D. W. O. Rogers, PRESTA: the parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport, *Nucl. Instrum. Methods*, *B18*, 165 – 181, 1987.
 - [26] McElroy, W. N., S. Berg, T. Crockett, and R. G. Hawkins, A computer automated interactive method for neutron flux spectra determination by foil

- activation, *AFWL-TR-67-41*, Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air force Base, 1967.
- [27] ICRP, Data for use in radiation protection against external radiation, *ICRP Publication 51*, Pergamon Press, New York, 1987.
 - [28] Torii, T., M. Takeishi, T. Hosono, and T. Sugita, Observation of intense radiation during thunderstorm and Monte Carlo simulation of bremsstrahlung generation, *Proc. 2nd Int'l Workshop on EGS*, KEK Proceedings 2000-20, 324 – 329, 2000.
 - [29] Torii, T., T. Nishijima, Z-I. Kawasaki, and T. Sugita, Downward emission of runaway electrons and bremsstrahlung photons in thunderstorm electric fields, 2003 (submitted to *Geophys. Res. Lett.*,).
 - [30] Hirayama, H., and Y. Namito, Lecture Notes of EGS4 Course at KEK (Japanese Part), *KEK Internal 99-5*, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Japan, 1999.
 - [31] RSIC Data Package *DLC-136/PHOTX: Photon Interaction Cross Section Library*, Radiation Safety Information Computational Center, Oak Ridge National Laboratory.
 - [32] 坂本, PEGS4 用光子断面積 PHOTX データ, *KEK Proceedings 93-15*, pp.77 – 82, 高エネルギー加速器研究機構, 1993.
 - [33] Bielajew, A. F., Electron transport in $\vec{E}$ and $\vec{B}$ fields, in *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, Plenum Press, New York, 1987.
 - [34] ICRU, Stopping Powers for Electrons and Positrons, *ICRU Report 37*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD., 1984.
 - [35] 例えば、国立天文台 編、理科年表、丸善。
 - [36] Gurevich, A. V., G. M. Milikh, and R. Roussel-Dupré, Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm, *Phys. Lett. A*, 165, 463 – 468, 1992.
 - [37] Roussel-Dupré, R. A., A. V. Gurevich, T. Tunnell, and G. M. Milikh, Kinetic theory of runaway air breakdown, *Phys. Rev. E*, 49, 2257 – 2271, 1994.
 - [38] Roussel-Dupré, R., and A. V. Gurevich, On runaway breakdown and upward propagating discharges, *J. Geophys. Res.*, 101, 2297 – 2311, 1996.
 - [39] Gurevich, A. V., H. C. Carlson, Yu. V. Medvedev, and K. P. Zybin, Kinetic theory of runaway breakdown in homogeneous thundercloud electric field, *Phys. Lett. A*, 282, 180 – 185, 2001.

- [40] Uman, M. A., *The Lightning Discharge*, Academic Press, New York, 1987.
- [41] 河崎, 雷放電 (第 6 章) , 大気電気学 (北川編著) , 東海大学出版会, 1996.
- [42] Turman, B. N., Detection of Lightning Superbolts, *J. Geophys. Res.*, 82 (18), 2566 – 2568, 1977.
- [43] Michimoto, K., A study of the charge distribution in winter thunderclouds by means of network recording of surface electric fields and radar observation of cloud structure in the Hokuriku District, *J. Atmos. Electr., Tokyo*, 13, 33 – 46, 1993.
- [44] 小田, 宇宙線 (改訂版) , 裳華房, 1975
- [45] Daniel, R. R., and S. A. Stephens, Cosmic-ray-produced electrons and gamma rays in atmosphere, *Rev. Geos. Space Phys.*, 12 (2), 233 – 258, 1974.
- [46] Chu, S. Y. F., L. P. Ekstr, and R. B. Firestone, WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 2/28/99, URL <http://ie.lbl.gov/toi/>, LBNL Isotopes Project - LUNDS Universitet.
- [47] Torii, T., Ionization efficiency of a gas-flow ion chamber used for measuring radioactive gases by Monte Carlo simulation, *Nucl. Instrum. Methods*, A 356, 255 – 263, 1995.
- [48] Boutilion, M., and A. M. Perroche-Roux, Re-evaluation of the W value for electrons in dry air, *Phys. Med. Biol.*, 32, 213 – 219, 1987.
- [49] 河野, 新版 高電圧工学, 朝倉書店, 1994.
- [50] 仲野, 雷雲の電気構造と落雷の発生, 天気, 43 (11), 741 – 747, 1996.
- [51] Gurevich, A. V., K. P. Zybin, and R. A. Roussel-Dupre, Lightning initiation by simultaneous effect of runaway breakdown and cosmic ray showers, *Phys. Lett. A*, 254, 79 – 87, 1999.
- [52] Agostinelli, S., J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, et al., GEANT4 – a simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Methods*, A 506 (3), 250–303, 2003.
- [53] Grieder, P. K. F., *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier, Amsterdam, 2001.
- [54] Coutu, S., J. J. Beatty, M. A. DuVernois, S. W. Barwick, E. Schneider, et al., Energy spectra, altitude profiles, and charge ratios of atmospheric muons, *Phys. Rev. D*, 62, 032001, 2000.
- [55] Hill, R. D., Investigation of electron runaway in lightning, *J. Geophys. Res.*, 68, 6261 – 6266, 1963.
- [56] Shaw, G. E., Background cosmic count increase associated with thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 72, 4623 – 4626, 1967.

-
- [57] Whitmire, D. P., Search for high-energy radiation near lightning strokes, *Lett. al Nuovo Cimento*, 26, 497 – 501, 1979.
 - [58] McCarthy, M. P., and G. K. Parks, On the Modulation of X rays in thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 97, 5857 – 5864, 1992.
 - [59] Eack, K. B., Balloon-borne x-ray spectrometer for detection of x rays produced by thunderstorms, *Rev. Sci. Instrum.*, 67 (5), 2005 – 2009, 1996.
 - [60] Inan, U. S., S. C. Reising, G. J. Fishman, and J. M. Horack, On the association of terrestrial gamma-ray bursts with lightning and implications for sprites, *Geophys. Res. Lett.*, 23 (9), 1017 – 1020, 1996.
 - [61] Suszcynsky, D. M., R. Roussel-Dupre, and G. Shaw, Ground-based search for X-rays generated by thunderstorms and lightning, *J. Geophys. Res.*, 101, 23,505 – 23,516, 1996.

関連発表論文

I 学会誌発表論文

- (1) T. Torii, Ionization efficiency of a gas-flow ion chamber used for measuring radioactive gases by Monte Carlo simulation, *Nucl. Instrum. Meth.*, A 356, 255 – 263 (1995)
- (2) M. Yoshida, T. Oishi, T. Honda, and T. Torii, A calibration technique for gas-flow ionization chambers with short half-lived rare gases, *Nucl. Instr. Meth.*, A383, 441 – 446 (1996)
- (3) N. Takeda, K. Kudo, H. Toyokawa, T. Torii, M. Hashimoto, T. Sugita, G. Dietze, X. Yang, A development of NRESPG Monte Carlo code for the calculation of neutron response function for gas counters, *Nucl. Instr. Meth.*, A422, 69 – 74 (1999)
- (4) T. Torii, M. Takeishi, and T. Hosono, Observation of gamma-ray dose increase associated with winter thunderstorm and lightning activity, *J. Geophys. Res.*, 107 (D17), 4324, doi:10.1029/2001JD000938 (2002)
- (5) T. Torii, M. Takeishi, and K. Okubo, Observation of Dose-Rate Increases During Winter Thunderstorms and Monte Carlo Simulation of Bremsstrahlung Generation, in “Radioactivity in the Environment” Book Series, Elsevier (accepted)
- (6) 江本、鳥居、野崎、安藤、シンチレーション光ファイバーによる放射線分布測定、放射線、21 (3), 49 – 58 (1995)

II 国際会議

- (1) T. Torii, M. Takeishi, and K. Okubo, Observation of Dose-Rate Increases During Winter Thunderstorms and Monte Carlo Simulation of Bremsstrahlung Generation, 7th Int’l Symposium Natural Radiation Environment (NRE-VII), 2002 年 5 月、Book of Abstracts, pp. 180 – 181

- (2) T. Torii, M. Takeishi, and T. Hosono, Observation of Gamma-Ray Dose Enhancement During Lightning Activity, 4th Int'l Workshop on Physics of Lightning, 1999 年 9 月、France
- (3) T. Torii, M. Takeishi, T. Hosono, and T. Sugita, Observation of Intense Radiation During Thunderstorm and Monte Carlo Simulation of Bremsstrahlung Generation, 2nd Int'l EGS4 Workshop in Japan, 2000 年 8 月、KEK Proc. 2000-20, pp. 324 – 329 (2000)

III 学会・研究会発表、その他論文等

- (1) 鳥居、雷雲からの放射線発生とその観測、放電研究、46 (3), 52–57 (2003)
- (2) 鳥居、雷雲中における放射線発生とそのメカニズムについて、放射線科学、46 (7), 225 – 235 (2003)
- (3) T. Torii, and T. Sugita, Cosmic ray electron acceleration and bremsstrahlung generation in the strong electric field of thunderclouds, KEK Proc. 2002-18, pp.89 – 94 (2002)
- (4) T. Sugita, and T. Torii, Transport calculation of low energy electrons under the strong electric field of thunderclouds, KEK Proc. 2002-18, pp.95 – 99 (2002)
- (5) 西嶋、鳥居、河崎、雷雲電界による放射線変動のシミュレーション、大気電気研究、63, 66 – 67 (2003)
- (6) T. Torii and T. Sugita, Development of PRESTA-CG Incorporating Combinatorial Geometry in EGS4/PRESTA, JNC TN-1410 2002-001 (2002)
- (7) 鳥居、光ファイバーを用いた放射線分布計測、Radioisotopes, 44, 499 – 500 (1995)
- (8) T. Torii, M. Yamashita, H. Tachimori, K. Noda, K. Nomoto, Calibration Measurement of a Spherically Moderated Neutron Detector, Tohoku Univ. Fast Neutron Lab. Progress Rep. (1994-1995), NETU-63, 19 – 20 (1995)
- (9) T. Torii, T. Sugita, T. Hosono, and K. Nomoto, A Study on Calibration Method for Liquid Effluent Monitor, KEK Proc. 95-9, 84 – 87 (1995)
- (10) T. Torii, and Y. Hino, Gamma-Ray Responses of Pressurized Ionization Chambers by Monte Carlo Simulation, KEK Proc. 95-1, 116 – 120 (1995)
- (11) M. Hashimoto, T. Torii, H. Ando, and T. Michikawa, Energy Response of a Fast - Thermal Neutron Simultaneous Counting Detector, KEK Proc. 95-1, 313 – 318 (1995)

- (12) T. Torii, T. Nozaki, and H. Ando, More Realistic Simulation of the Response of an Ionization Chamber, KEK Proc. 94-8, 84 – 90 (1994)
- (13) T. Torii, and T. Nozaki, Development of a Radioactive Gas Monitor Using Scintillation Fibers, KEK Proc. 93-8, 113 – 123 (1994)