

修士論文
超高エネルギーニュートリノ検出実験
における電磁シャワーからの電波発生
の研究

渡邊 勇介

概要

宇宙背景放射の存在が、宇宙線(主成分は陽子)の最高エネルギーを決定する。Greisen-Zatsepin-Kuzminらは、宇宙線と2.7K宇宙背景マイクロ波放射の衝突が、その飛行距離に制限(50Mpc)を与えること示唆した(GZKカットオフ)。GZKカットオフの検証は、特殊相対性原理が超高エネルギー領域で適用可能であるか否かを検証することにもなる。近年のAGASA実験では、GZKカットオフ($E > 10^{20}$ eV)を超える宇宙線の存在が観測されている。GZK効果が与える飛行制限距離の範囲内に超高エネルギー($E > 10^{15}$ eV)へと加速させる天体は観測されておらず、GZKカットオフの存在の有無が問われている。特殊相対性原理の適用限界を知るためには、超高エネルギー反応の測定、そしてより多くのデータと多様な視点での観測結果が必要となる。1987Aの観測に端を発するニュートリノ天文学は、新しい観測チャンネルとして注目される。GZK効果の有無を確認する上でニュートリノを観測することは、 γ 線などの従来の宇宙線観測とは異なる視点となりうるため、その進展に大きく貢献するだろう。

Salt Neutrino Detector 実験は、GZK効果により生成される 10^{15} eV以上のGZKニュートリノ検出を目的とする。検出器に巨大な天然岩塩ドームを用い、ニュートリノと岩塩の反応で発生する電磁シャワーからの電波を検波することによりGZKニュートリノを検出する。超高エネルギーニュートリノ検出実験には、南極点付近の氷を検出器として用いたAMANDA、Ice Cube 実験がある。これらの実験は、チェレンコフ放射の可視光領域を利用している。可視光の減衰長は長くない。そのため、フラックス、散乱断面積の小さい超高エネルギーニュートリノを十分に検出できるほどの検出体積を利用することは出来ない。減衰長の長さによる検出有効範囲の制限は、電波による検出法を用いることにより緩めることができる。検出有効範囲の拡大は、断面積の小さいニュートリノを検出するうえで非常に有効であるため、電波を利用することはGZKニュートリノを含む超高エネルギーニュートリノ検出を可能とさせる。

超高エネルギーニュートリノを検出する原理は、1961年にG.A.Askar'yanによって提唱された。この原理は、ニュートリノと固体媒質の反応により発生する電磁シャワーからの電波放射過程を利用する。空気シャワーに比べ電磁シャワーのサイズが小さくなる固体媒質中では、電波放射の担い手である過剰電子(対生成ではなくCompton、Bhabha、Moller効果

により生じる電子)の間隔が、電波波長よりも十分に小さくなるため干渉を起こす。干渉効果は電波強度を電磁シャワーエネルギーの2乗にまで増幅させる。10¹⁶eV以上になるとチェレンコフ可視光より大きな電波強度となるため、超高エネルギーニュートリノ検出に適しているといえる。この効果はハワイ大学のP.Gorhamらの研究グループにより実験的に確認されている。Askar'yan効果により放射される電波強度の計算は、1991年にF.Halzen、E.Zas、T.Stanevにより行われている。しかし、減衰長、アンテナアレイの現実的なジオメトリーを取り入れた短時間での計算が可能なシミュレータは、未だ開発されてはいない。

本研究では、電波放出の担い手である過剰電子の空間分布関数を導入することにより計算の高速化を図った。過剰電子の空間分布関数は、超高エネルギー領域で顕著に現れるLandau,Pomeranchuk,Migdal効果も取り入れている。この計算法を用い、我々が測定した減衰長の情報、バックグラウンドノイズ、アンテナのバンド幅、そしてアンテナアレイのジオメトリーを取り入れ、GZKニュートリノが検出可能であるかのシミュレーションを行った。

目次

1	Introduction	6
1.1	最高エネルギー宇宙線と宇宙線スペクトル	6
1.2	GZK 効果	9
1.3	天文学的視点	11
1.4	素粒子学的視点	11
1.4.1	Z-burst	12
1.4.2	ニュートリノ振動	13
2	SND 実験	14
2.1	超高エネルギーニュートリノ検出	14
2.1.1	検出器	14
2.1.2	岩塩の減衰長	16
2.1.3	放射強度と減衰長	19
2.1.4	ニュートリノ Flux と検出感度	20
2.2	Askar'yan 効果	21
3	シミュレーションによる研究	23
3.1	電磁シャワー	23
3.1.1	制動放射と対生成	23
3.1.2	LPM 効果	24
3.1.3	過剰電子の生成	26
3.1.4	電磁シャワーシミュレーション	27
3.2	電波放射	28
3.2.1	遅延ポテンシャル	28
3.2.2	スペクトル分解	30
3.2.3	フラウンホファー近似	31
3.2.4	干渉電場	32
4	1次元構造関数モデル	34
4.1	3次元構造関数	34
4.2	1次元構造関数モデル	35
4.3	SND 用シミュレーション	37

5	結果	38
5.1	電磁シャワーシミュレーション	38
5.2	構造関数	41
5.3	電波放射	43
5.4	SND 実験のシミュレーション	50
6	まとめ	57

目次

1	一次宇宙線スペクトル	7
2	AGASA 観測による観測事象	8
3	AGASA 観測による宇宙線到来分布	8
4	Hillas plot	10
5	普通の銀河とセイファート銀河	12
6	岩塩ドーム	15
7	岩塩	15
8	岩塩ドーム	16
9	摂動共振器	17
10	減衰長と周波数	18
11	チェレンコフ光と電波強度	19
12	Flux & 検出感度	20
13	Askar'yan 効果	22
14	荷電粒子と観測点	33
15	一次元構造関数モデル	36
16	クラスの構造	37
17	LPM 効果	39
18	シャワー軸横方向の総電子数の分布 ($E=10^{12}$ eV)	39
19	シャワー軸横方向の総電子数の分布 ($E=10^{15}$ eV)	40
20	シャワー軸方向の構造関数	41
21	シャワー軸垂直方向の構造関数	42
22	電場強度と角度依存性	43
23	電場強度と周波数依存性	44
24	電場強度と角度依存性 (100GeV)	44
25	一次元構造関数モデルにおける電場強度と角度依存性	45
26	LPM 効果の影響 (1次元構造関数モデル)	46
27	1次元構造関数モデルと Geant4 による計算の比較	47
28	電波強度の周波数依存性 (Geant4 による計算と1次元構造関数モデル)	48
29	電波強度の周波数依存性 (Geant4 による計算と1次元構造関数モデルと SLAC 実験)	48
30	電波強度の周波数依存性 (66° と 44°)	49
31	減衰長を考慮した放射電場 ($\theta = 66^\circ$) $R=250$ [m]	51
32	黒体輻射	52

33	各アンテナで検波した電場強度と周波数の関係	54
34	10^{18} eV の電磁シャワー	55
35	10^{19} eV の電磁シャワー	56

表目次

1	岩塩ドームと減衰長	18
2	世代によるシャワー形成	22
3	反応と過剰電子の割合 $E = 10\text{TeV}$	26
4	電磁シャワーシミュレーションの条件	27
5	シャワー軸方向のパラメータ	42
6	シャワー軸垂直方向のパラメータ (10^{16}eV)	42
7	10^{18}eV の電磁シャワーにおける各アンテナでの電波強度	53

1 Introduction

Salt Neutorino Detector(SND) 実験は、超高エネルギーニュートリノ ($E > 10^{15}$ eV) 検出を目的とした実験である。超高エネルギーニュートリノは GZK 効果 [1]、活動銀河中心核、 γ 線バーストなどの活発な天体活動、そして素粒子的な過程での重粒子の崩壊を起源として存在していると考えられている。低エネルギーあるいは高エネルギーニュートリノの検出法やその性質は、Kamioka 実験、KamLAND 実験により理解されつつある。超高エネルギーニュートリノの検出法の開発は、さらに高いエネルギー領域での物理現象や天体現象の観測、検証に基づく物理法則の理解を進ませるものとなる。

1.1 最高エネルギー宇宙線と宇宙線スペクトル

陽子、原子核を中心とする 1 次宇宙線のフラックスは、高エネルギーになるにつれ小さくなる。その減少率は一定ではなく、加速機構の違いが宇宙線のフラックスに影響を与える。 10^{14} eV 以下の一次宇宙線は、エネルギーの冪乗近似 ($\text{Flux} \propto E^{-2.7}$) で表現できる。これは、私達の銀河系内の超新星残骸の衝撃波と、その後の銀河磁場内での伝播による Fermi 加速を反映したものである。 10^{15} eV、または 10^{19} eV 程度のエネルギー領域になると "knee"、"ankle" と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりが見られる。"knee" を超えたエネルギー領域では $\text{Flux} \propto E^{-3.0}$ と近似される。図 1 は、宇宙線のエネルギーに対する宇宙線スペクトラムを表わす [2]。図中の灰色の領域は、 10^{14} eV 以下、knee-ankle、ankle 以上の三領域に分割する。 10^{12} eV 以下の 5 本の線は上から陽子、He、CNO、Mg-Si、Fe を示す。 10^{18} eV 以下のエネルギーにおいて、AGASA、Hi-Res の両実験結果は一致している。しかし、 10^{20} eV 付近においては、その観測結果に大きな違いが出ている。宇宙線の最高エネルギーは、Greisen-Zahsepin-Kuzumin により 10^{21} eV 程度であることが理論的に予想されている (GZK 効果)。AGASA 実験の結果 [3] は、GZK 効果を超えた宇宙線の存在を示している。図 2 は AGASA の観測結果と GZK 効果により予想される 1 次宇宙線スペクトラムを比較したものである。図に付随している数字は各点でのイベント数を表わす。理論予想を越える宇宙線を 11 事象観測している。GZK 効果から期待される事象数は 1.6 であり、観測結果は 4.0σ の有意度で矛盾する。

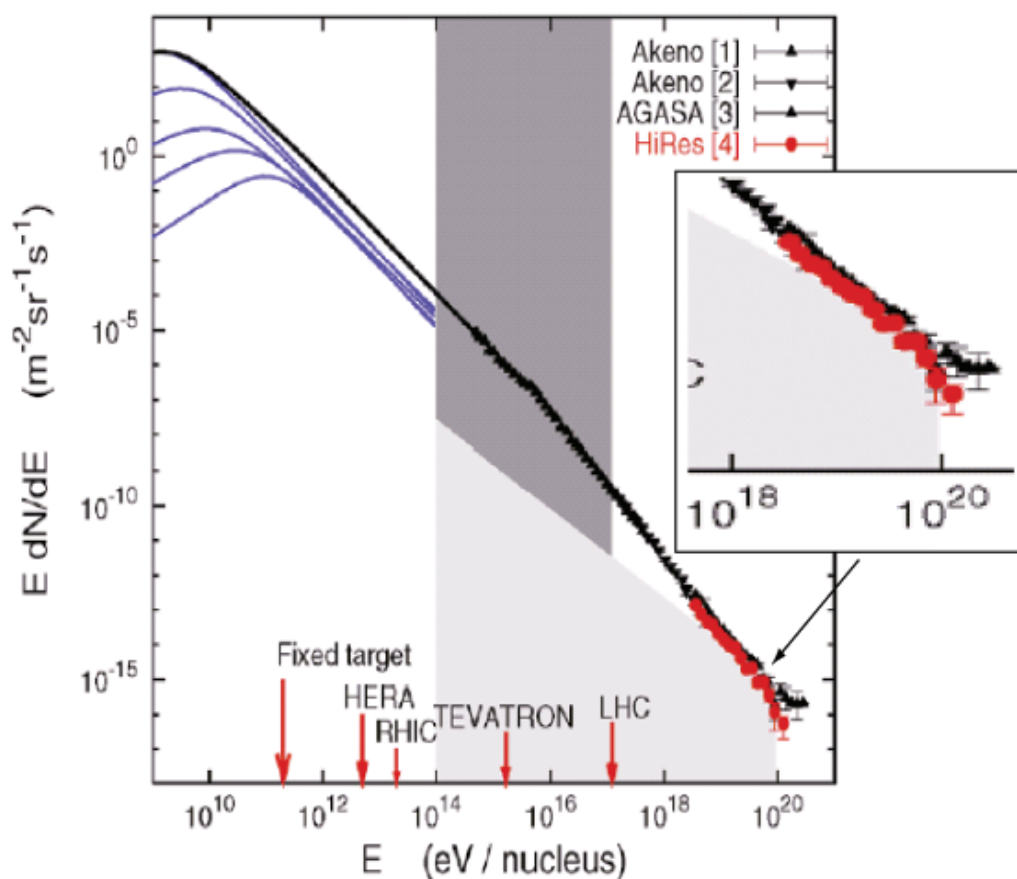


図 1: 一次宇宙線スペクトル

図 3 は AGASA 観測による 4×10^{19} eV 以上の宇宙線 67 事象の到来方向を赤道座標系で表わしたものである。影は、解析に使わなかった領域 ($\theta < 50^\circ$) であり、赤、青の実線は、銀河円盤と天の川銀河やアンドロメダ銀河局部で形成される局所銀河群がつくる超銀河面を表わす。観測された宇宙線は全天より等方的に到来し、既知の天体の方向分布との相関性は見られない。また、 2.5° 以内に 2 事象 (doublet)、3 事象 (triplet) 重なったものが 7 例見つかっている。AGASA 観測における到来方向分解能は 1.6° であるため、同一の点源から放射されたものと考えられる。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、局部銀河群のつくる超銀河面との相関がない。

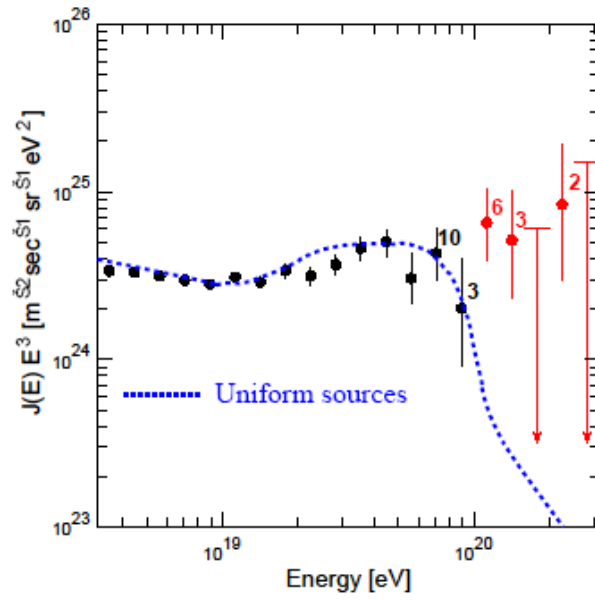


図 2: AGASA 観測による観測事象

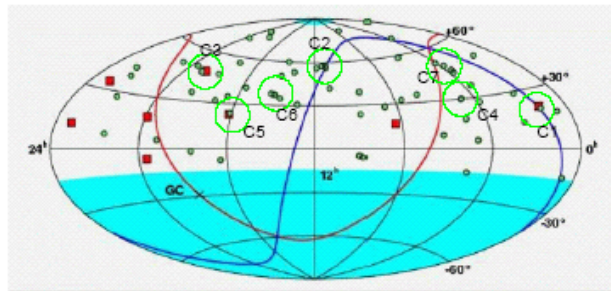
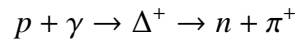


図 3: AGASA 観測による宇宙線到来分布

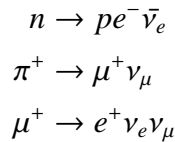
1.2 GZK 効果

宇宙背景放射の存在は地球に飛来する宇宙線の最高エネルギーを決定する。宇宙線は、主に浮遊する微粒子や宇宙背景放射 (2.7K) との衝突によりエネルギーを損失する。そのため、現在の宇宙空間は、宇宙線にとって透明ともいえる。しかし、超高エネルギーの領域では、衝突による π 中間子生成がエネルギー損失の主過程となる。 π 中間子生成への共鳴状態 Δ^+ の質量は、重心系で約 $1.2\text{GeV}/c^2$ である。特殊相対性原理より、宇宙背景放射から見た座標系へローレンツ変換を行うと、このエネルギーは約 10^{20}eV 程度になる。

10^{20}eV 以上の宇宙線は、宇宙背景放射との衝突により Δ^+ 共鳴を起こす。



Δ^+ 共鳴は、強い相互作用 (10^{-24}s) で $n + \pi^+$ または、 $p + \pi^0$ へ崩壊する。このプロセスによるエネルギー損失は、宇宙線が 10^{20}eV 以上のエネルギーを保持することが可能である飛行距離を決定する。二次粒子の崩壊は、超高エネルギーニュートリノを生成する。



中性子は、反電子ニュートリノを生成し、 π^+ は μ ニュートリノと μ^+ を経て電子、 μ ニュートリノを生成する。これらの過程により生成されたニュートリノを GZK ニュートリノと呼ぶ。

GZK 効果は宇宙線の伝播距離に制限を与える。GZK 効果により $3 \times 10^{20}\text{eV}$ の陽子の減衰長は 30Mpc となる。超高エネルギー γ 線においても赤外線との衝突で e^+e^- を生成し、同程度もしくはそれ以下となる。宇宙論的な観点から見るとその距離は近距離といえる。AGASA 実験の結果は、超高エネルギー領域におけるローレンツ変換の適用性に疑問符を投げかけるものである。また、特殊相対性原理が正しい時には、超高エネルギー宇宙線の源がごく近い天体であることを示す。

図4は、宇宙線加速源となりえる天体の磁場強度と天体の大きさとの関係を示したものである (Hillas plot)[4]。宇宙線の加速限界はプラズマの速度 ($c\beta$) に依存する。実線はプラズマの速度が光速に等しい ($\beta = 1$) 非現実的な場合を示し、破線は多くの天体で起こるプラズマの速度 ($\beta = 1/300$)

の場合を示す。中性子星などの強い磁場と小さなサイズを持つ天体ではシンクロトロン放射によるエネルギー損失により、加速効率は悪い。超高エネルギーへと加速が可能となる天体の磁場強度とその大きさの関係位置にいるものとして活動銀河中心核 (AGN)、 γ 線バースト (GRB) が候補となる。個々では、最大規模である人工の陽子 (反陽子) 加速器も 3 例プロットしている。

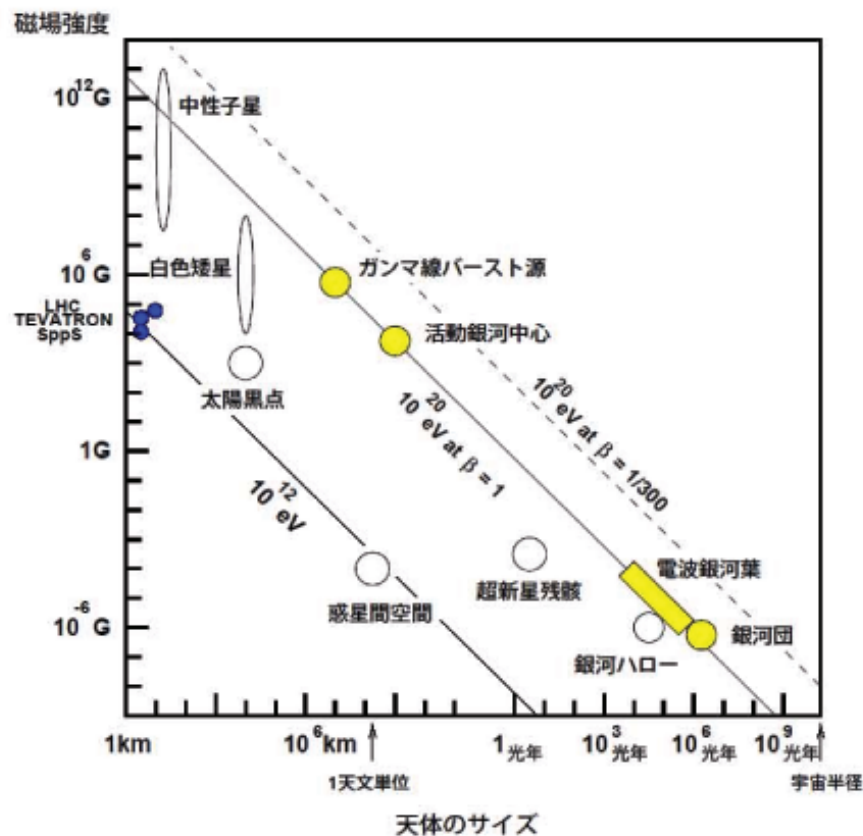


図 4: Hillas plot

GZK 効果の飛距離の制限と Hillas plot より、地球を中心とした半径 30Mpc-50Mpc に AGN もしくは GRB が観測されていたなら、GZK 効果を超える宇宙線の問題は解決するだろう。しかし、現在そのような天体は観測されてはいない。それゆえ、GZK 効果の有無の検証が必要となる。従来の宇宙線観測とは異なるニュートリノというチャンネルを通しての観測は、GZK 効果の検証に大きく貢献することになるだろう。

1.3 天文学的視点

超高エネルギーニュートリノの起源はGZK効果だけではない。活動銀河核、 γ 線バーストのような活発な天体もその源と考えられている。天体起源のニュートリノの検出は、従来の電磁波観測とは異なった視点で、天体の内部構造や活動の様子を知ることが可能である。また、散乱断面積が小さく、電荷が中性という特徴は、星間塵、星間磁場の影響を受けやすい電磁波による天体観測法よりもより遠方の観測を可能とする。

天体活動による超高エネルギーニュートリノの生成は、衝撃波により加速された陽子同士の pp 衝突もしくは $p\gamma$ 衝突により生成される。

$$p + p \rightarrow 2d + e^+ + \nu_e + \gamma$$

両天体における違いは、その加速機構の違いにある。活動銀河中心核 (AGN) とは、銀河中心部において半径数 pc 程度のコンパクトな領域での高エネルギー天体活動を示す。Luminosity は、 $10^{44} - 10^{48}$ erg/s 程度と非常に明るく、その種類にはセイファート銀河、クエーサ等がある。AGN でのニュートリノ生成は、その中心核と放出される jet で生成される。

AGN の中心核は巨大質量をもつブラックホールと考えられている。その周辺は、衝撃波によるガス流の抑制によりつくられる薄い降着円盤がある。ガス中の陽子は衝撃波により加速し、UV 光子と $p\gamma$ 衝突を起こす。これによりニュートリノが生成する。 $p\gamma$ 衝突は高エネルギー γ 線も生成する。しかし、 $\gamma + \gamma_{UV} \rightarrow e^+ + e^-$ のため吸収される。衝撃波の衝突による陽子加速は、AGN 核中心部より放射されている jet 内部で頻繁に起こる。 $p\gamma$ 衝突による生成はもちろんのこと、加速された電子、陽電子の対生成から発生した光子からもニュートリノは生成される [5]。

1.4 素粒子学的視点

超高エネルギーニュートリノの起源は、天体加速だけではなく超重粒子の崩壊からの生成もその候補に上がっている。超高エネルギーニュートリノに関係するものに Z-burst 現象がある [6]。また、超高エネルギーニュートリノの検出はその特性の一つであるニュートリノ振動を調べることも可能である。

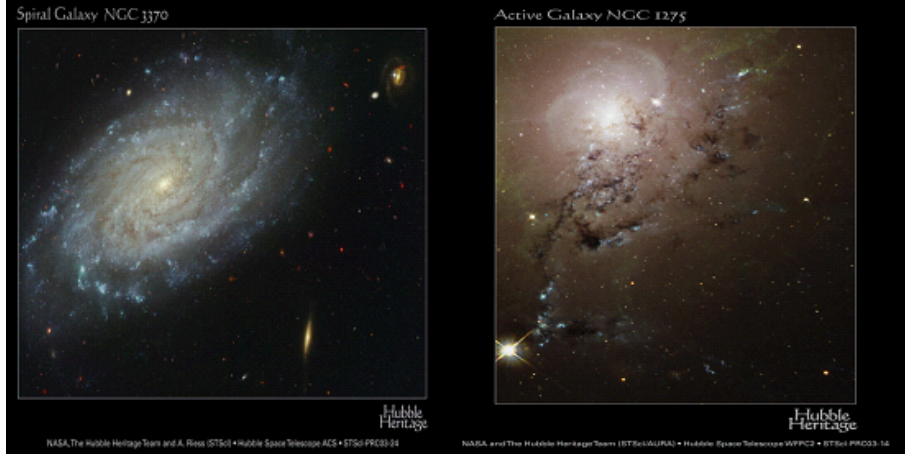


図 5: 普通の銀河とセイファート銀河

1.4.1 Z-burst

宇宙初期の名残には、宇宙背景マイクロ輻射のほか宇宙背景ニュートリノがある。超高エネルギーニュートリノは、

$$E = \frac{m_z^2}{2\epsilon} \approx 4 \times 10^{21} eV \frac{1eV}{\epsilon} \quad (1)$$

のエネルギーにおいて宇宙背景ニュートリノ (1.9K) との衝突により Z-resonance をおこす。ここで ϵ は宇宙背景ニュートリノのエネルギーであり、もし、ニュートリノの質量を 0 としたなら、 $\langle \epsilon \rangle \approx 5 \times 10^{-4} eV$ より、 $E \approx 10^{25} eV$ となる。また、その散乱断面積は、他の Weak interaction の散乱断面積より小さく、 $\sigma_z = 4 \times 10^{-32} cm^2$ である、Z-resonance に対しての平均飛行距離は、宇宙空間におけるニュートリノの平均数密度を $n_\nu = 55 cm^{-3}$ とすると

$$\begin{aligned} l_{free} &= 1/(\sigma_z n_\nu) \approx 5 \times 10^{29} cm (n_\nu / 55 cm^{-3})^{-1} \\ &\approx 150 Gpc (n_\nu / 55 cm^{-3})^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

であり、宇宙の大きさ (4.3Gpc) よりも大きい。Z-resonance による $\nu\bar{\nu} \rightarrow Z^0$ の生成、そして瞬時にハドロンへと崩壊する過程を Z-burst と呼ぶ。Z-burst により生成されるハドロンは、 $10^{20} eV$ を超える。これらの崩壊から超高エネルギーニュートリノが生成すると考えられている [6]。

1.4.2 ニュートリノ振動

天文学的距離を飛行するニュートリノの検出は、ニュートリノ振動の特性を調べることが可能となる。世代間の振動の確率は、

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{r}{L(E)} \right) \quad (3)$$

で表わされる。 θ はニュートリノ振動の混合角、 r は飛行距離を示す。振動の長さ $L(E)$ は、

$$L(E) = \frac{4E}{\Delta m^2} = 25 \left(\frac{E}{10^{11} \text{GeV}} \right) \left(\frac{10^{-4} eV^2}{\Delta m^2} \right) \quad (4)$$

で示される。 Δm^2 は質量差である。振動の長さは、天文学的距離に比較すれば非常に小さい。そのため、ニュートリノ振動は完全に起きる。仮に初期状態が π の崩壊により与えられるもの、 $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$ 、であったとしても $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$ となり検出においてはどの世代も均等に検出される [5]。また、このことが実験的に検証されるならば超高エネルギーにおいても特殊相対性理論が成立していることになる。

2 SND 実験

2.1 超高エネルギーニュートリノ検出

超高エネルギーニュートリノのフラックスは少ない。散乱断面積が小さいことも相まって、検出するためには大きな検出器が必要となる。求められる大きさは人工で作ることは難しく、南極大陸の氷、岩塩ドームまたは海水などの自然にある巨大な質量を持つものが検出器の有力候補となる。

検出器の大きさは、利用する伝播波の検出媒質中での透明度の問題を生む。Ice Cube 実験では、氷と ν_μ の反応により生じた μ 粒子からのチェレンコフ可視光での検出を試みているが、その減衰長は短いため光センサー間隔を広く出来ない。巨大な検出領域をカバーするためには、減衰長の長い岩塩中の電波が適切と考えられる。電波による検出は、減衰長の長さ以外にも利点を持つ。物質との相互作用により発生した電磁シャワーからの電波は、超高エネルギーニュートリノの飛来方向だけではなく、そのエネルギーをも知ることが可能となる。

Salt Neutrino detector(SND) 実験は、岩塩ドームを検出器としたニュートリノと岩塩の衝突により発生する電波 (Askar'yan 効果 [7]) を検波することにより超高エネルギーニュートリノを検出する実験である。

2.1.1 検出器

検出器となる岩塩は、2億5千万年程前のジュラ紀にパンゲア大陸内の閉鎖された海水が蒸発し、地中に埋没して生成されたとされている。その後、岩塩の密度 (2.2g/cm^3) が他の岩石密度 (2.7g/cm^3) より小さいため、浮力により地下 10-20km に堆積した岩塩層から上部岩石の弱い筋に沿って地下 200m 程まで上昇する。生成した直径 3km 程度の円筒状の形状は岩塩ドームと呼ばれる。生成当時は日本は海中にあり岩塩が生成される環境になかったため、日本には存在しない。ドイツ北部やメキシコ湾岸のテキサス州、ルイジアナ州には電波減衰長の長い岩塩ドームが豊富に存在する。その地上部では、岩塩の浮力とつりあう質量のふくらみがある (図 6)。

電波検出において岩塩の電波減衰長が重要になる。純度の高い岩塩ドームは電波減衰長が長い。岩塩は気体や液体の透過性がなく、岩塩外部の地下水は外部の岩塩を溶かすのみで内部まで侵入することは出来ない。ま



図 6: 岩塩ドーム



図 7: 岩塩

た、可塑性が高いため割れ目は直ぐに閉じる。水は電波の吸収が大きいので、透水性がゼロであることが長い電波減衰長である為に重要になる。岩塩ドームの上部は通常の土壌で覆われている。地上からの電波の進入が防がれるため、内部は電波にとっては完全なシールド箱となっている。高エネルギーミュー粒子は地中に侵入するが、電波波長よりも十分短い距離の中に多数の荷電粒子が集中する反応を起こす可能性は低いと考えられる。

電波は岩塩ドーム内に埋め込まれるアンテナにより検波される。アンテナの特性は無指向性、広周波数帯域、高有効断面積、そして無偏向性が好ましく、直径10 cm程度のポアホールへ設置できるものを検討して

いる (図 8)。

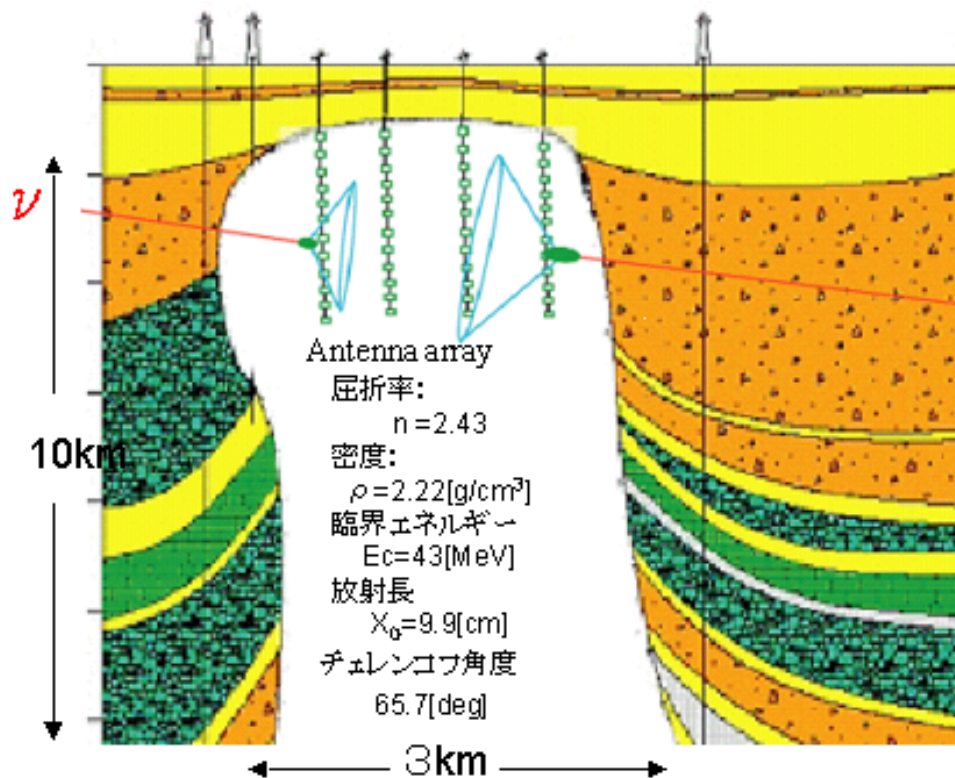


図 8: 岩塩ドーム

2.1.2 岩塩の減衰長

検波における周波数帯域の選択は、減衰長を考慮に入れる必要がある。人造岩塩の 10MHz と 25GHz での減衰長の測定は、1954 年に Hippel により行われている。しかし、ここでは減衰長の下限值を与えているに過ぎない。直接測定はテキサス州ヒューストン近郊の Hockley 岩塩鉱で 150MHz, 300MHz, 750MHz において行われている。これは、岩塩ドーム中の掘削空洞中で電波を岩塩中に数十 m の距離を通過させた後の減衰量から測定された。

世界中の岩塩ドームの減衰長と周波数の関係を調査することは、岩塩ドームの選択のために必要不可欠である。SND グループでは、300MHz、1GHz、9.4GHz の空洞共振器をつかい摂動共振器法による複素誘電率の

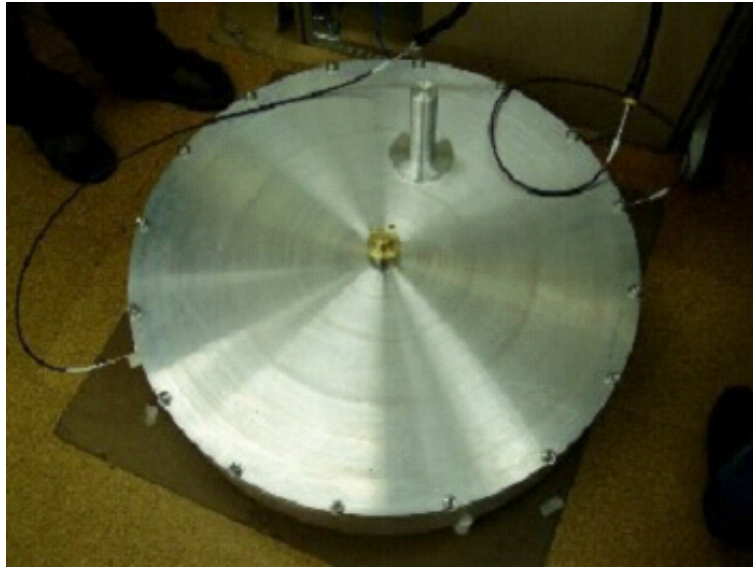


図 9: 摂動共振器

測定を行っている [8, 9, 10, 11]。この測定方法は、空洞共振器 (図 9) に微小試料を入れることにより変化する共鳴周波数を測定することで誘電率を求める方法である。電界成分が最大となる共振器の中心部に微小体積試料を挿入すると、中心周波数と共鳴幅が変化する。中心周波数の変化から誘電率の実部 ϵ' を得る。そして共鳴幅が広がることから誘電率の虚部 ϵ'' を得る。それぞれの関係式は以下ようになる。

$$\frac{-(f - f_0)}{f_0} = \alpha_\epsilon (\epsilon' - 1) \frac{dV}{V}$$

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \right] = \alpha_\epsilon \epsilon'' \frac{dV}{V}$$

f 、 f_0 は挿入前後の中心周波数。 $Q = f/\Delta f$ であり、 Δf は共鳴幅である。 V は共振器の体積、 dV は試料の体積である。 TM_{010} 共鳴モードの時は、 $\alpha_\epsilon = 1.855$ である。

減衰長 L_α は電波の波長に比例し、 $\tan \delta$ に反比例する。 $\tan \delta$ は誘電率の虚部と実部の比となっている。電波の減衰長が長いほど、媒質中での吸収を示す指標となる $\tan \delta$ は小さい。減衰長は以下の式で計算される。

$$L_\alpha = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\epsilon'} \tan \delta}$$

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$$

表 1: 岩塩ドームと減衰長

岩塩ドーム	減衰長 (1GHz)	減衰長 (300MHz)
Hockley(アメリカ、テキサス)	275 ± 234[m]	156 ± 112[m]
Zuidwending (オランダ)	77 ± 11[m]	22 ± 2[m]
Asse (ドイツ)	60 ± 25[m]	405 ± 166[m]
人工岩塩	538 ± 171[m]	1000 ± 640[m]

図 10 は、それぞれの周波数と減衰長の測定結果を表わしている。図中の直線は、 $\tan \delta$ が周波数依存しないと仮定した時の関係である。 $\tan \delta$ が決まると減衰長の決定は波長のみとなるため、周波数の増加とともに減衰長は短くなる。Askar'yan 効果による放射電場、周波数、そして減衰長の関連性より適切な周波数を選択する必要がある。

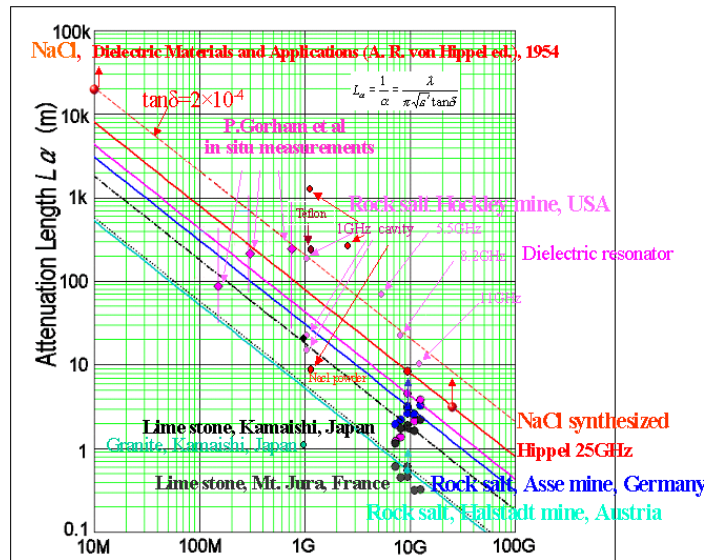


図 10: 減衰長と周波数

2.1.3 放射強度と減衰長

図 11 は、減衰長を考慮に入れた水中でのチェレンコフ光と岩塩中の電波エネルギーと電磁シャワーのエネルギーとの関係である。チェレンコフ効果により放射されるエネルギーは、

$$-\frac{dW}{dl} = -\frac{z^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega \quad (5)$$

により与えられる。 ω は、放射される光子の周波数であり、周波数が高いほどその強度は高くなる。波長が電波程度に十分長くなると建設的な干渉効果で位相が合うため、放射エネルギーは電磁シャワーエネルギーの 2 乗で増加する。減衰長は水中における可視光は 50m、岩塩中の電波は 300m としている。電磁シャワーに対する放射エネルギーの上昇率と減衰長の長さとのあいまって、 10^{16} eV 以上では、電波での検出が有効であることが示される。

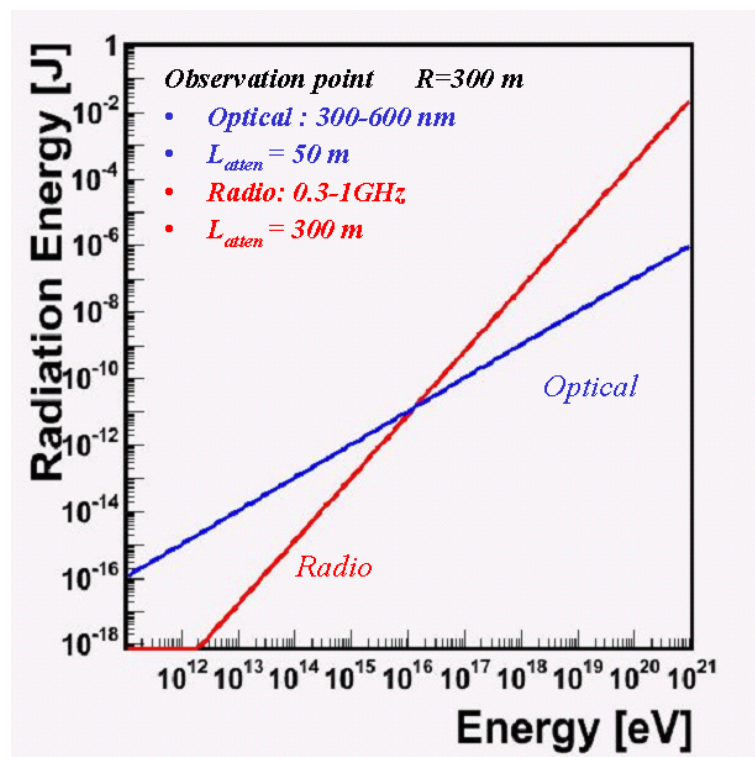


図 11: チェレンコフ光と電波強度

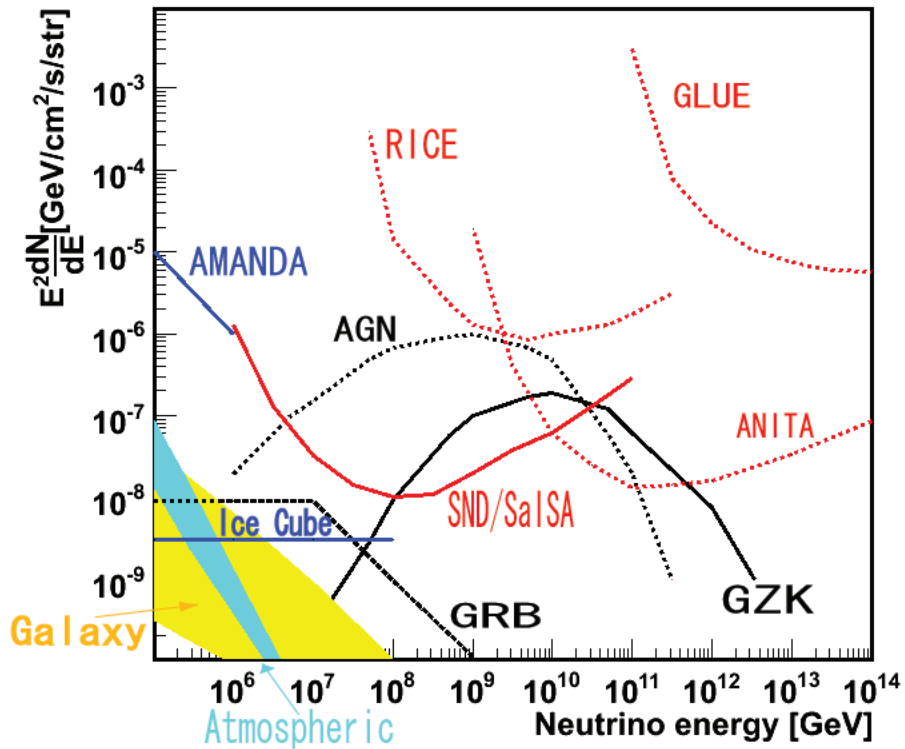


図 12: Flux & 検出感度

2.1.4 ニュートリノ Flux と検出感度

図 12 は、ニュートリノの Flux と他の超高エネルギーニュートリノ検出実験の検出感度を示したものである。ニュートリノ Flux は、AGN、GRB、GZK それぞれの各モデルで計算されたものである、検出実験は、可視光検出と電波検出のものをのせてある。可視光を利用した Ice Cube、AMANDA 実験は、減衰長の問題による検出器の規模制限により、比較的低いエネルギーのニュートリノ検出が目的になる。RICE、GLUE、SND/SaISA、ANITA は、すべて電波による検出を試みている実験である。RICE は南極の氷を、GLUE は月を検出媒質に使い SaISA は SND 同様岩塩ドームを検出媒質としている。ANITA はアンテナを載せた気球を南極大陸上空に飛ばし、南極氷床より放射された電波を検出する実験である。

2.2 Askar'yan 効果

1961年にG.A.Askar'yanにより提案されたAskar'yan効果は、ニュートリノと密度媒質との反応により発生する電磁シャワーからの電波放射過程のことである。空気シャワーに比べ電磁シャワーの規模が小さくなる固体媒質中では、電波放射の担い手である過剰電子(Compton、BhaBha、Moller効果により生じる電子)の間隔が、電波波長よりも十分に小さくなるため観測点で位相が合い、干渉効果により放射強度が増加する。建設的な干渉効果は電波強度を電磁シャワーエネルギーの2乗にまで増幅させるため、検出可能な電波強度となる。この効果はハワイ大学のP.Gorhamらの研究グループにより実験的に確認されている [12]。

超高エネルギーニュートリノの世代決定は、検出において重要なテーマである。世代の違いの判別は荷電カレント反応により生成された電磁シャワーの違いにより決定する。岩塩とニュートリノは、u-quarkまたはd-quarkとWボゾンの交換による荷電カレント反応を起こす。世代に関わらず π^0 を大量に含むハドロンシャワーを発生させるため、 π^0 の2 γ への崩壊からの超高エネルギー電磁シャワーがどの世代においても発生する。(図13)そのため、3世代すべての超高エネルギーニュートリノを検出することが可能である。ニュートリノ世代の決定は、同時に発生する電子、ミュオン、そしてタウ粒子から発生する電磁シャワーの形状を知ることによって世代を決定できる。電子ニュートリノは、ハドロンシャワーと同時に電子からの電磁シャワーを生成する。荷電カレント反応により電子に渡されるエネルギーは、入射された超高エネルギーニュートリノエネルギーの約8割程度である事と超高エネルギー領域で起きる制動放射と対生成の散乱断面積の抑制効果(Landau-Pomeranchuk-Migdal効果) [14, 15]の影響による長い電磁シャワーの確認により判別が可能となる。また、タウ粒子は、その寿命の短さ(10^{-15} s)からハドロンシャワーの形成位置より離れた場所で電磁シャワーを形成するため、時間差を伴う近距離での2つの電磁シャワーの確認は、タウニュートリノであることを示す。なお、Zボゾンによる中性カレント反応でのシャワーは、すべての世代においてハドロンシャワーだけが発生するため、世代判別は不可能である。

表 2: 世代によるシャワー形成

世代	シャワー形成
e	ハドロンシャワー、Landau-Pomeranchuk-Migdal 効果による長い電磁シャワー
μ	ハドロンシャワー
τ	ハドロンシャワー、 τ の崩壊による電磁シャワー

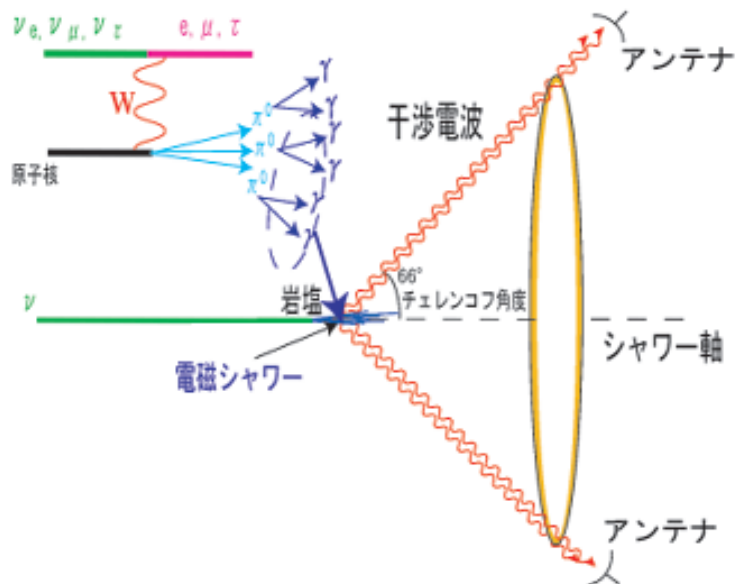


図 13: Askar'yan 効果

3 シミュレーションによる研究

本シミュレーションでは、岩塩中での Askar'yan 効果により電磁シャワーから放射される電波強度を計算する。電波強度の計算は、電磁シャワーシミュレーションが中心となる。シャワー中の過剰電子が電波放射源となるため、電子、陽電子の発生時の位置、時間、そして運動エネルギーの情報が電波強度に大きく影響を与える。電磁シャワーのシミュレーションは、プログラムコード Genat4.5.2 [13] を使用した。固体媒質中での過剰電子間距離は、電波波長より短くなるため同位相となり建設的な干渉が起こる。それぞれの荷電粒子がつくる電場を重ね合わせることで、干渉効果による電場強度を求める。

Geant4 による電磁シャワーシミュレーションは、非常にコンピュータ計算時間がかかる。SND 実験が目標としている 10^{18} eV の電磁シャワーシミュレーションは、Geant4 では難しい。そのため、計算時間を短縮するモデルを構築する必要がある。本研究は、Geant4 による電磁シャワーからの詳細な情報に基づいた電波強度の計算、 10^{18} eV 以上においても計算可能となるモデルの構築 (一次元構造関数モデル)、そして一次元構造関数モデルを利用した SND 用シミュレーションを行った。一次元関数モデル、SND 用シミュレーションは、4 章に記載する。

3.1 電磁シャワー

3.1.1 制動放射と対生成

電磁シャワー形成の基礎となる高エネルギー過程は、 γ 線による対生成と電子、陽電子による制動放射である。電磁シャワーのエネルギーは、シャワー中の電子、陽電子が媒質を電離させることにより消耗していき消失する。粒子が、臨界エネルギー (ϵ_0) に比べ大きいエネルギーを持っている場合においては、電離によるエネルギー損失やコンプトン散乱は、電磁シャワーの発達を計算する上で無視することが出来る。制動放射、対生成はともに原子核によってつくられる電磁場中でおこるため、衝突係数が原子の半径より大きくなると原子内電子により遮蔽される。高エネルギー電子と光子において、原子遮蔽は制動放射、対生成の過程でのすべての振動数に対して衝突係数の上限を与える。 10^{12} eV を超える高エネルギーを持つ粒子においては、制動放射、対生成において散乱断面積がエネルギーの増加とともに急激に減少する。これは、超高エネルギーの領域では

粒子と原子核との運動量遷移の絶対値、特に進行方向 ($\Delta q_{//}$) のものが小さくなるからである。不確定性原理により $\Delta x = h/\Delta q_{//}$ の区間 (Formation zone) における反応は量子力学的に干渉しあう。クローン多重散乱の効果が無視できないほど Δx が長くなると干渉による打消しが生じるため、反応確率が減少する。この現象は Landau が提唱し、Pomeranchuk、Migdal により電磁量子力学的に定式化された (LPM 効果) [14, 15]。

3.1.2 LPM 効果

制動放射の LPM 効果による影響を、量子力学的に計算するためには Formation zone (l_{f0}) を用いる必要がある。粒子の進行方向の運動量遷移は、

$$q_{//} = p_e - p'_e - p_\gamma = \sqrt{\left(\frac{E}{c}\right)^2 - (mc)^2} - \sqrt{\left(\frac{E-k}{c}\right)^2 - (mc)^2} - k/c \quad (6)$$

となる。ここで p_e と p'_e はそれぞれ反応前と反応後の運動量である。そして、 $p_\gamma = k/c$ は光子の運動量である。また、 $k = \hbar\omega = \hbar|k|/c$ で、光子のエネルギーである。 $\gamma = E/mc^2 \gg 1$ である場合、単純に

$$q_{//} \sim \frac{m^2 c^3 k}{2E(E-k)} \quad (7)$$

と表わせる。ここで、微小量 y においては $\sqrt{1-y} \sim 1-y/2$ の近似をおこなった。低エネルギーの光子を放射する場合には、 $q_{//}$ は非常に小さくなりうる。ここで、Formation zone は不確定性原理より

$$l_{f0} = \frac{\hbar}{q_{//}} = \frac{2\hbar E(E-k)}{m^2 c^3 k} \quad (8)$$

となる。 $k \ll E$ のとき、古典論的な formation zone

$$l_{f0} = \frac{\hbar}{q_{//}} = \frac{2E^2}{m^2 c^3 \omega} \quad (9)$$

に近似される。

クーロン多重散乱による制動放射の抑制は、式(8)より導かれる。原子核からのシャワー軸方向への運動量遷移は、

$$q_{//} = \sqrt{\left(\frac{E \cos \theta_{MS/2}}{c}\right)^2 - (mc)^2} - \sqrt{\left[\frac{(E-k) \cos \theta_{MS/2}}{c}\right]^2 - (mc)^2 - k/c} \quad (10)$$

となる。 $\theta_{MS/2}$ は formation zone の半分の距離での多重散乱角であり、 $\theta_{MS/2} = (E_s/E) \sqrt{l_{f0}/2X_0}$ である。 $E_s = (4\pi/\alpha)m_e c^2 = 21.2\text{MeV}$ である。ここで微小角近似から、

$$q_{//} = \frac{km^2c^3}{2E(E-k)} + \frac{k\theta_{MS/2}^2}{2c} \quad (11)$$

とあらわせる。多重散乱の影響は、第2項が第1項より大きくなった時である。これは、 $\theta_{MS/2} > 1/\gamma$ もしくは、

$$k < k_{LPM} = \frac{E(E-k)}{E_{LPM}} \quad (12)$$

のときである。ここで、 E_{LPM} は物質に依存する定数であり、

$$E_{LPM} = \frac{m^4 c^7 X_0}{\hbar E_s^2} = \frac{m^2 c^3 X_0 \alpha}{4\pi \hbar} \sim 7.7\text{TeV/cm} \cdot X_0 \quad (13)$$

で定義される。これを LPM エネルギーと呼ぶ。この LPM エネルギーの定義は、Landau、Pomeranchuk らにより与えられたものである。他にも、これの 1/2 倍 (Anthony et al) としたものや 1/8 (Stanev) としたものもある。Geant4 で使われている定義は、最近発表された Anthony et al を使用している。制動放射の逆過程である対生成も LPM 効果による散乱断面積の抑制は生じるが、Geant4 ではまだ導入されていないため、シミュレーションでは制動放射による抑制のみが入っている。

対生成過程は制動放射の逆過程であるため、対生成の formation zone は制動放射のそれに近い形で書ける。

$$l_{f0} = \frac{2\hbar E(k-E)}{m^2 c^3 k} \quad (14)$$

l_{f0} は、 $E = E - k = k/2$ で最大となる。これは同等のエネルギーをもつ電子、陽電子が発生した時であり、 $l_{f0} = 2\hbar k/m^2 c^3 k$ となる。 l_{f0} は、 k の上昇とともに大きくなる。ゆえに対生成の LPM 効果が導入された場合のシャワー形状は、制動放射における LPM 効果の有り無しの比率に相当すると考えられる。

3.1.3 過剰電子の生成

Askar'yan 効果による電波は、電磁シャワー中の過剰電子により放射される。過剰電子は制動放射、対生成反応ではなく、原子の軌道電子との散乱により生じる。その生成過程はコンプトン散乱 ($\gamma + e_{atom}^- \rightarrow \gamma + e^-$) が主となっている。これは電磁シャワー中において陽電子の数より光子の数が多いためである。光子による反応には光電効果もあるが、エネルギーが低くなったときに生じる反応であるため生成された電子のエネルギーは、岩塩中でチェレンコフ電波を放射するしきいエネルギー (50keV) より低いいため、光電効果による電波放射への寄与は少ない。

陽電子による過剰電子の生成反応として、対消滅反応 ($e^+ + e_{atom}^- \rightarrow \gamma\gamma$) と Bhabha 散乱 ($e^+ + e_{atom}^- \rightarrow e^+ + e^-$) がある。対消滅は、陽電子の運動が終わる時のみに起こる反応であり、Bhabha 散乱は電磁シャワーへ原子核周辺の軌道電子をはじき出しながら、運動する陽電子自体のエネルギーは損失していく反応である。最後に電子と原子核周辺の軌道電子との散乱現象、Moller 散乱 ($e^- + e_{atom}^- \rightarrow e^- + e^-$) がある。この反応は、電磁シャワー中の電子を増やすことはするが、電子により運ばれるエネルギーは変化しない。

表 3 は、総飛跡長に対する各反応により生成された過剰電子の飛跡長の割合である。反応ごとの飛跡長は、注目する反応が起きないように設定してシミュレーションした時の総飛跡長を、全反応を取り入れた時の総飛跡長より引いたものである。シャワーエネルギーの損失は、過剰電子の個数ではなく飛跡長によるものであるためである。そのため、Moller 散乱は過剰電子を増やすことで、生成個数 $\times 50\text{keV}$ 分の飛跡長を減らす。Moller 散乱による比率の減少はそれを示す。

表 3: 反応と過剰電子の割合 $E = 10\text{TeV}$

反応	比率
コンプトン散乱	67
Bhabha 散乱	24
対消滅	9
Moller 散乱	-7

3.1.4 電磁シャワーシミュレーション

電磁シャワーのシミュレーションは表4の設定で行った。水中におけるシミュレーションは、F.Halzen et al [16]によりEGS4で計算されている。シミュレーションの比較のため水中も行った。Cut off エネルギー (E_{cut}) は、各粒子を追跡する最低エネルギーであり、それぞれこれ以下のエネルギーになるとチェレンコフ放射をしない。計算時間の問題が生じたため 10^{16} eV までの電磁シャワーをシミュレーションした。また γ 、 e^- 、 e^+ のどれを入射粒子として選んでも最初の反応が異なるだけで、電磁シャワーの形状には大きな影響が出ない。そのため、ここではF.Halzenらとの比較のため入射粒子に電子を用いた。本研究で用いた計算機はPentium4(3.4GHz)、メモリーは512MBである。

表 4: 電磁シャワーシミュレーションの条件

入射粒子	電子
入射エネルギー	$10^{11} - 10^{16}$ eV
入射媒質	岩塩、氷
Cut off エネルギー (E_{cut})	561keV(岩塩), 611keV(氷)

3.2 電波放射

検出効率が良い周波数帯域の選択は、各周波数の電波強度と岩塩減衰長の関係により決定する。電波強度の周波数依存性を調べるため、スペクトル分解を用いて計算する。最終的には、Geant4からの粒子情報（発生位置、時間、運動エネルギー）を利用することで計算ができる形式まで変形を行った [18]。

3.2.1 遅延ポテンシャル

任意に動いている荷電粒子によってつくられる電磁場は、遅延ポテンシャルを用いることにより計算される。遅延ポテンシャルはマクスウェル方程式より導出される。マクスウェル方程式

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i \quad (15)$$

においてローレンツ条件

$$\begin{aligned} \frac{\partial A^i}{\partial x^i} &= 0 \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{A} &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

を加えると

$$\frac{\partial^2 A^i}{\partial x_k \partial x^k} = \frac{4\pi}{c} j^i \quad (17)$$

が得られる。これは、任意の電磁場ポテンシャルを決定する方程式であり3次元形式では、

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \\ \Delta \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= -4\pi \rho \end{aligned} \quad (18)$$

と書かれる。これら非同次線形方程式の解は、右辺を0とした時の解と、右辺にもつ方程式の特殊解との和として表現できる。特殊解を求めるために、全空間を無限に小さな領域に分割し、これらの体積要素の1つに位置している電荷が作る場を決定する。場の方程式の線形性のため実際の場はこれらすべての要素が作る場の和となる。

与えられた体積要素の中の電荷 dq は一般に時間の関数である。座標原点を考えている体積要素の中にとるならば、電荷密度は $\rho = dq(t)\delta(R)$ となる。ただし、 R は原点からの距離である。これらから、

$$\Delta\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -4\pi dq(t)\delta(R) \quad (19)$$

を解くことにより特殊解が求まる。原点を除き、いたるところで $\delta(R) = 0$ であり、方程式は

$$\Delta\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (20)$$

となる。 ϕ が R だけの関数であることから、 ϕ は球対称である。そのため、極座標に書き換えると、

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \phi}{\partial R} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (21)$$

となる。ここで、 $\phi = \chi(R, t)/R$ とおくと、

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial R^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = 0 \quad (22)$$

が得られ、解は、

$$\chi = f_1 \left(t - \frac{R}{c} \right) + f_2 \left(t + \frac{R}{c} \right) \quad (23)$$

となる。特殊解を求めるためには、関数 f_1 もしくは f_2 のどちらか一つを選べば十分である。 $f_2 = 0$ ととると、原点を除きいたるところで、

$$\phi = \frac{\chi \left(t - \frac{R}{c} \right)}{R} \quad (24)$$

となる。

任意の電荷分布 $\rho(x, y, z, t)$ に対する方程式 (18) の解を求める。 $dq = \rho dV$ (dV は体積要素) とおき、全空間について積分する。これにより一般解は、

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}, t) &= \int \frac{1}{R} \rho \left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c} \right) dV' + \phi_0, \\ \mathbf{R} &= \mathbf{r} - \mathbf{r}', \\ dV' &= dx' dy' dz' \end{aligned} \quad (25)$$

ここで、 $\mathbf{r}(x, y, z)$, $\mathbf{r}'(x, y, z)$ で、 R は体積要素 dV からポテンシャルを求める観測点までの距離である。同様にベクトルポテンシャルも求めると、

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int \frac{1}{R} \mathbf{j}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right) dV' + \mathbf{A}_0 \quad (26)$$

(25),(26) を遅延ポテンシャルという。

3.2.2 スペクトル分解

運動する電荷によりつくられる電磁場は、単色波に展開が可能である。様々な場の単色成分ポテンシャルは、 $\phi_\omega e^{-i\omega t}$, $\mathbf{A}_\omega e^{-i\omega t}$ の形を持つ。場のスペクトル成分を電荷密度と電流のスペクトル成分により表わすと、

$$\begin{aligned} \phi_\omega &= \int \rho_\omega \frac{e^{ikR}}{R} dV \\ \mathbf{A}_\omega &= \int \mathbf{j}_\omega \frac{e^{ikR}}{cR} dV \end{aligned} \quad (27)$$

になる。ここでは、波動ベクトルの絶対値 $k = \omega/c$ を用いている。フーリエ積分の定義を、

$$\begin{aligned} \rho_\omega &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho e^{i\omega t} dt \\ \mathbf{j}_\omega &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{j} e^{i\omega t} dt \end{aligned} \quad (28)$$

とすると、(28) を (27) に代入することにより、

$$\begin{aligned} \phi_\omega &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho}{R} e^{i(\omega t + kR)} dV dt \\ \mathbf{A}_\omega &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathbf{j}}{cR} e^{i(\omega t + kR)} dV dt \end{aligned} \quad (29)$$

が得られる。1つの点電荷 e を仮定すると、

$$\begin{aligned} \rho &= e\delta[\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)] \\ \mathbf{j} &= e\mathbf{v}(t)\delta[\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t)] \end{aligned} \quad (30)$$

とおくことが出来る。 $r_0(t)$ は、電荷の位置ベクトルであり、与えられた時間の関数である。これらを (29) に代入することにより、

$$\begin{aligned} \phi_\omega &= \frac{e}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{R(t)} e^{i\omega(t+R(t)/c)} dt \\ \mathbf{A}_\omega &= \frac{e}{c\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathbf{v}(t)}{R(t)} e^{i\omega(t+R(t)/c)} dt \end{aligned} \quad (31)$$

がえられる。

3.2.3 フラウンホファー近似

発生した電磁シャワーから遠方に離れた電場は、フランホファー近似を行うことで容易に計算が出来る。座標原点 O を電磁シャワーの発生点におき、 O から検波しようとする点 P までの位置ベクトルを R_0 で表わす。この方向の単位ベクトルを n とする。電荷 $dq = \rho dV$ の動径ベクトルを r とし、 dq から点 P までの動径ベクトルを R とする。これにより、 $R = R_0 - r$ となる。

電磁シャワーから遠方に離れた点、 $R_0 \gg r$ 、では近似的に

$$R = |R_0 - r| \approx R_0 - nr \quad (32)$$

と扱えることを使う。これを、遅延ポテンシャル(25),(26)に代入する。被積分関数の分母では、 rn を R_0 に比べて無視することが出来る。しかし、 $t - R/c$ においては許されない。この項が無視できるか否かは、 ρ と j の時間 rn/c 間での変化量によって決定される。積分においては R_0 は定数より、積分の外に出すことが可能であるから電荷の系から遠く離れた点でのポテンシャルは以下の式になる。

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{1}{R_0} \int \rho_{t-\frac{R_0}{c}+\frac{rn}{c}} dV \\ A &= \frac{1}{cR_0} \int j_{t-\frac{R_0}{c}+\frac{rn}{c}} dV \end{aligned} \quad (33)$$

電荷の系から十分遠く離れたところでは、空間のあまり大きくない領域の範囲で場を平面波とみなすことが出来る。そのためには距離が系の大きさに比べて大きいだけでなく、その系がつくる電磁波の波長に比べても大きいことが必要である。平面波において場 E と H は $H = n \times E$ 、 $E = H \times n$ で関係付けられている。 $H = \nabla \times A$ より波動帯における場は、ベクトルポテンシャルだけの計算で十分である。平面波に対しては $H = (1/c)\dot{A} \times n$ を使う。ここでドットは、時間に対する微分を表わす。これより H 、 E が以下の式で求められる。

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{c} \dot{A} \times n \\ E &= \frac{1}{c} (\dot{A} \times n) \times n \end{aligned} \quad (34)$$

電磁波の放射は、エネルギーの放射でもある。エネルギーの流れはポインティングベクトルで表わされ、以下のようなになる

$$S = \frac{c}{4\pi} |E|^2 n \quad (35)$$

3.2.4 干渉電場

電荷の与えられた運動から放射場のフーリエ成分を直接決定する。フラウンホファー近似 $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}\mathbf{n}$ を (27) に代入する。

$$A_\omega = \frac{e^{ikR_0}}{cR_0} \int \mathbf{j}_\omega e^{-ikr} dV \quad (36)$$

ここで $k = kn$ である。(36) に (28) を代入し、電流の連続的分布からの軌道 $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_0(t)$ にそって運動する点電荷に移ると、

$$A_\omega = \frac{e^{ikR_0}}{\sqrt{2\pi c R_0}} \int_{-\infty}^{+\infty} e\mathbf{v}(t) e^{i(\omega t - k\mathbf{r}_0(t))} dt \quad (37)$$

が得られる。 $\mathbf{v} = d\mathbf{r}_0/dt$ より $\mathbf{v}dt = d\mathbf{r}_0$ であるから、電荷の軌道に沿った線積分の形に書き換えると、

$$A_\omega = e \frac{e^{ikR_0}}{\sqrt{2\pi c R_0}} \int e^{i(\omega t - k\mathbf{r}_0)} d\mathbf{r}_0 \quad (38)$$

(34) より \mathbf{H}, \mathbf{E} は、

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= e \frac{i\omega e^{ikR_0}}{\sqrt{2\pi c^2 R_0}} \int e^{i(\omega t - k\mathbf{r}_0)} \mathbf{n} \times d\mathbf{r}_0 \\ \mathbf{E} &= -e \frac{i\omega e^{ikR_0}}{\sqrt{2\pi c^2 R_0}} \int e^{i(\omega t - k\mathbf{r}_0)} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times d\mathbf{r}_0) \end{aligned} \quad (39)$$

また、この式を $k = \omega/c$ とおき (37) の形にすると電場は、

$$\mathbf{E} = -e \frac{i\omega e^{i\omega R_0/c}}{\sqrt{2\pi c^2 R_0}} \int e^{i\omega(t - n\mathbf{r}_0(t)/c)} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{v}(t)) dt \quad (40)$$

となる。荷電粒子の運動は有限時間 $t_1 < t < t_2$ であるため、 $\mathbf{r}_0(t) = \mathbf{r}_1 + c\boldsymbol{\beta}(t - t_1)$ とおき時間積分すると

$$\mathbf{E} = -\frac{e}{\sqrt{2\pi c^2 R_0}} v \sin \theta e^{i\omega R_0/c} e^{i\omega(t_1 - n\mathbf{r}_1/c)} \left[\frac{e^{i\omega(1 - n\boldsymbol{\beta}/c)\delta t} - 1}{1 - n\boldsymbol{\beta}} \right] \mathbf{n}_\perp \quad (41)$$

となる。ここでは荷電粒子は速度変化しないと仮定した。屈折率 n の媒質中での運動は、高速が c/n となるため、

$$\mathbf{E} = -\frac{en^2}{\sqrt{2\pi c^2 R_0}} v \sin \theta e^{i\omega n R_0/c} e^{i\omega(t_1 - n\mathbf{r}_1/c)} \left[\frac{e^{i\omega(1 - nn\boldsymbol{\beta}/c)\delta t} - 1}{1 - nn\boldsymbol{\beta}} \right] \mathbf{n}_\perp \quad (42)$$

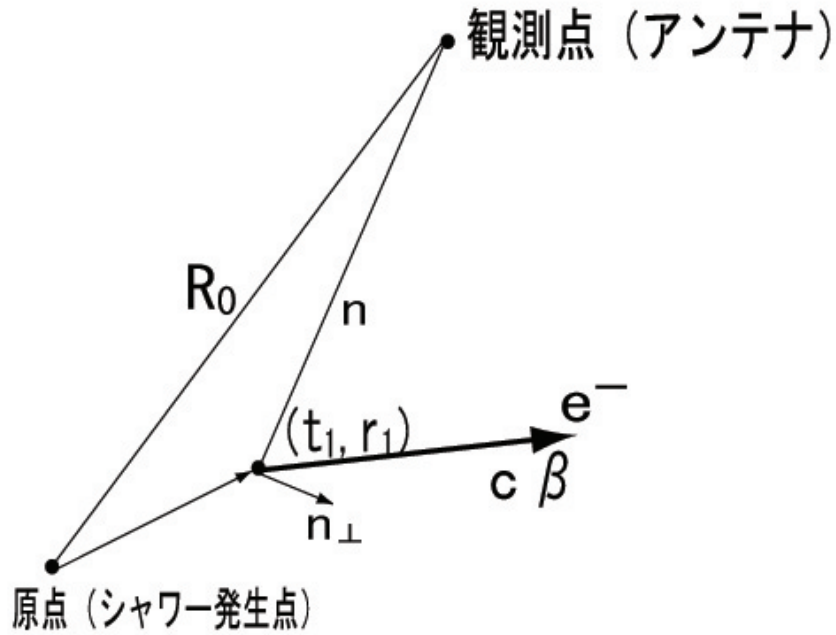


図 14: 荷電粒子と観測点

(42) を利用して、電磁シャワー中で運動する各荷電粒子により生成される電場を計算する。電磁シャワー中の荷電粒子間の間隔が、電波波長よりも短い時干渉効果が現れる。干渉効果は、電場の重ね合わせであるため発生した荷電粒子からの観測点での電場すべてを重ね合わせることで電場が求まる。また、そのエネルギーは、求められた電場と (35) より求められる。計算においては、チェレンコフ角で特異点の発散が生じるため、チェレンコフ角 $\pm 2^\circ$ においては、下記の式を用いている。

$$\mathbf{E} = -\frac{i\omega en^2}{\sqrt{2\pi c^2 R_0}} v \delta t \sin \theta e^{i\omega n R_0/c} e^{i\omega(t_1 - n r_1/c)} \mathbf{n}_\perp \quad (43)$$

これは、(40) を $-T/2 < t < T/2$ で時間積分をすると (41) の最後の項は、 $\sin \theta / \theta$ の形になり、0 への極限を取ることにより、最後の項を 1 とみなせるため使用が可能である。

4 1次元構造関数モデル

超高エネルギーニュートリノと岩塩の反応から発生する π^0 の数は、 10^4 を超えるものとなる。 π^0 は、 2γ へと崩壊し電磁シャワーをつくりだすため、GZKニュートリノがつくる超高エネルギーかつ膨大な電磁シャワーからの電場計算は、Geant4では難しい。

10^4 個以上の π^0 からつくられる電磁シャワーから放射される電波強度の計算を可能にするため、放射の担い手である過剰電子の電磁シャワー内の空間分布を定めることにより、その計算を速める方法を開発した。ここでは、過剰電子の空間分布を”過剰電子の構造関数 (Structure function)”と呼び、その構造関数と構造関数を利用した電場計算法の説明をする。

4.1 3次元構造関数

電磁シャワー中の総電子数($e^- + e^+$)の空間分布は、Rossi、Greisen(シャワー軸方向) [19] と西村、鎌田、Greisen(シャワー軸垂直方向) [20, 21] の関数により示されている。これらは、修正を与えることにより超高エネルギー宇宙線からの空気シャワーの形状も表わすことが可能である。

シャワー軸方向の総電子数($N_L(t)$)は、Greisenによって

$$N_L(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right] \quad (44)$$

と近似的に求められている。ここで、 t はシャワー発生点からの放射長単位での距離、 y は $\ln(E_0/\epsilon_0)$ を表わし、 E_0 は入射粒子のエネルギーを表わす。シャワー軸垂直方向の形状は、散乱角の2乗平均により決定される。これは主にクーロン多重散乱の影響が大きいためである。散乱角の2乗平均は、

$$\langle \delta\theta^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{\epsilon_0}\right)^2 \delta t \quad (45)$$

によって表わされる。ここで、 $E_s = (4\pi/\alpha)m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$ 、 δt 微小距離を示す。シャワー軸垂直方向の単位面積辺りの総電子数($N_{Lat}(t, t_R)$)は、西村、鎌田、Greisen (NKG関数) により表現でき、これはモリエール長によって表わされる。Rossiによって定義されたモリエール長は、物質特有な放射長と臨界エネルギーにより決定される。

$$t_M = \frac{E_s}{\epsilon_0} X_0 \quad (46)$$

モリエール長を用いて表わされる NKG 関数は

$$N_{Lat}(t, t_R) = \frac{N_L(t)}{t_M^2} t_R^{s-1} (1 + t_R)^{s-4.5} \quad (47)$$

と表わされる。 t_R はモリエール単位でのシャワー軸からの距離、 N_L はシャワー軸方向の放射長 t における総電子数を示す。 s は age parameter とよばれており、LPM 効果を取り入れない時のシャワー軸方向において電磁シャワー粒子数極大点を $s=1.0$ としてその発達度合いを示す変数である。これは、 $s = 3t/(t + 2y)$ で t と関係付けられており NKG 関数では $s=0.8$ から $s=1.6$ の範囲で有効である。シャワー軸垂直方向の空間分布を求める際には age parameter の拡張も行った。

過剰電子 ($e^- - e^+$) の空間分布においても、Rossi、Greisen 関数と西村、鎌田、Greisen(NKG 関数) を利用することによって示すことができる。構造関数は、過剰電子の空間分布と総電子数の空間分布の類似性に着目し、Greisen 関数と NKG 関数を修正した形を Geant4 のシミュレーション結果に最小二乗法で Fitting することで決定した。Fitting のために修正した関数は、

$$N_L(t) = \alpha_L \frac{0.31 \cdot 0.22}{\sqrt{\ln(E_0/\beta_L)}} \exp \left[\chi_L t \left(1 - \gamma_L \ln \left(\frac{3 \cdot \chi_L \cdot t}{\chi_L \cdot t + 2 \ln(E_0/\beta_L)} \right) \right) \right] \quad (48)$$

$$N_{Lat}(t, t_R) = \alpha_{Lat} \frac{N_L(t)}{t_M^2} t_R^{s-\beta_{Lat}} (1 + t_R)^{s-\gamma_{Lat}}$$

で表わされる。それぞれの $\alpha_L, \beta_L, \gamma_L, \chi_L, \alpha_{Lat}, \beta_{Lat}, \gamma_{Lat}$ は Fitting パラメーターである。(48) は、シャワー軸、シャワー軸垂直方向ともに LPM 効果を含んだ電磁シャワー中の過剰電子を Fitting しているため、LPM 効果が含まれた関数となる。これは、LPM 効果による電磁シャワー形状の変化に対応することが可能である。

4.2 一次元構造関数モデル

10^{15} eV のエネルギーをもつ単一電子は、 10^7 個以上の荷電粒子を含む電磁シャワーを発生させる。個々の荷電粒子の情報を利用した干渉電場の計算は、計算時間の問題 (10^{15} eV で 5 日) が生じ不可能となる。しかし、構造関数を用いた電磁シャワーモデルの構築により、 10^{15} eV 以上の電磁シャワーから発生する干渉電場を短時間で計算することが可能となる。構造関数モデルによる干渉電場の計算法を記述する。電磁シャワーの構造を簡単に表わすため、以下のような近似を行う。

- 電磁シャワー中で発生した荷電粒子の速度を光速とする。 $(\beta = 1)$
- 過剰電子のシャワー軸方向の分布のみ利用する。(1次元近似)
- 電磁シャワー自体を巨大電荷の直線運動とみなし、過剰電子のシャワー軸方向の分布は、運動に伴う電荷の変化と考える。

これらの条件を踏まえ、(40)を変形すると、

$$E = -\frac{i\omega e^{ikR_0} n^2}{\sqrt{2\pi} c^2 R_0} \sin \theta \int Q(r_0) e^{ipr_0} dr_0 \quad (49)$$

ここで、 $Q(r_0)$ は過剰電子のシャワー軸方向の分布関数、 $p = (1 - n \cos \theta)\omega/c$ である。 $Q(r_0)$ にシャワー軸方向の構造関数をいれ、積分することで干渉電波を求めることが出来る。積分は解析的に出来ないため、ここではルンゲクッタ法を用いて計算する。このモデルの有用性は、計算時間を大幅に短縮することである。過剰電子の構造関数が決定すれば、超高エネルギー電磁シャワーからの干渉電波の計算も可能となる。

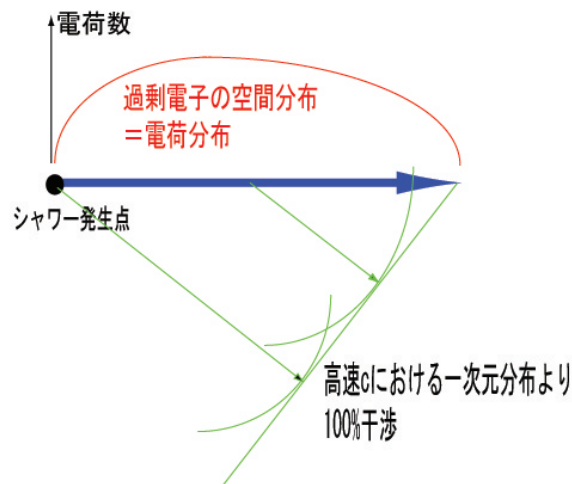


図 15: 一次元構造関数モデル

4.3 SND用シミュレーション

計算時間の短縮を可能にする構造関数モデルは、現実的なジオメトリと減衰長の情報を取り入れることにより定量的な解釈による検出器の設計、開発を可能にする。検出器全体をシミュレートすることは、Askar'yan効果の物理過程の理解だけではなく、今後開発予定のアンテナや回路系の構築の一助となる。このシミュレータをSND用 Simulator version 1.0 と名づける。

プログラムはC++を用いる。これはオブジェクトによるモジュール化が必要不可欠であるためである。version1.0 においては以下のクラスを利用して構築している。

- Particle → 荷電粒子の4元運動量の定義
- EMshower → エネルギーごとの構造関数の定義
- Radiation → Askar'yan効果の計算
- Antenna → アンテナの位置の定義

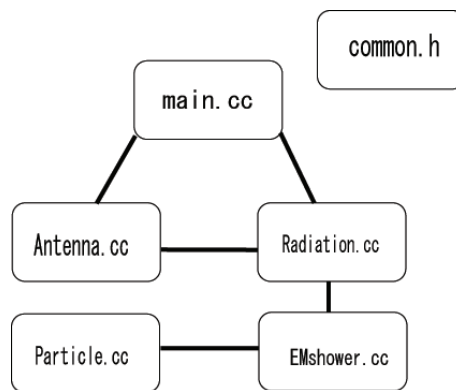


図 16: クラスの構造

シミュレータの目的は、ニュートリノ反応事象における各アンテナで検波される電磁場の振舞いに物理的な解釈を与えることである。それにより、ポアホールに設置するアンテナの間隔やアンテナアレイの形状を決定することはもちろんのこと、ニュートリノの世代ごとの信号の違いを知ることも可能となる。

5 結果

ここでは、岩塩中における超高エネルギー電磁シャワーのシミュレーション、Geant4 と一次元構造関数モデルを用いた電波強度計算、そして SND シミュレーションの結果を載せる。電磁シャワーのシミュレーションは、一次元構造関数モデルにおいて最も重要となるシャワー中の過剰電子の分布に注目する。電波強度の計算は、角度依存性と周波数依存性に注目する。最後に、現実的なアンテナアレイでの減衰長、バックグラウンドノイズを考慮した SND 実験のシミュレーションをおこない、検出限界を議論する。

5.1 電磁シャワーシミュレーション

Geant4 によるシミュレーションは、生成されるすべての粒子 (e^- , e^+ , γ) の時間、空間情報を得ることが出来る。図 17 は 10^{12} 、 10^{15} eV の電磁シャワーシミュレーションにおける LPM 効果あり (○) となし (●) による電磁シャワーのシャワー軸方向の総電子数分布の違いを示したものである。LPM 効果なしの結果は、 10^{12} 、 10^{15} eV の両エネルギーにおいて Greisen 関数 (実線) によく一致した。入射粒子エネルギーが 10^{14} eV を超えると LPM 効果の影響が見られるようになった。これは岩塩の LPM エネルギーが 3.8×10^{13} eV であるためである。LPM 効果の有無によるシャワー形状の違いは、シャワー最大点の深さが深くなり、粒子数も少なくなること、そしてシャワー全体がシャワー軸方向の深さ方向に深くなることである。シミュレーション結果はそれを再現している。ここでのシミュレーションは Cut off エネルギーを 1MeV に設定している。これは Greisen の関数との比較のためである。

図 18 は、シャワー軸垂直方向における総電子数を表わす (実線ヒストグラム)。 10^{12} eV においては LPM 効果による影響はないため、NKG 関数 (点線) とよく一致している。図 19 は、 10^{15} eV の時である。ともに、Age parameter s を統一したが、LPM 効果が顕著に現れる 10^{15} eV ではシャワーのサイズの指標としての役割がなくなる。LPM 効果によりシャワー形状が細長くなっている事から、 $s=1.5$ の方にシャワー最大値がずれている。これは、図 19 で NKG 関数とのずれが出ている一因である。LPM 効果を取り入れていないときの分布は、NKG 関数と一致していた。

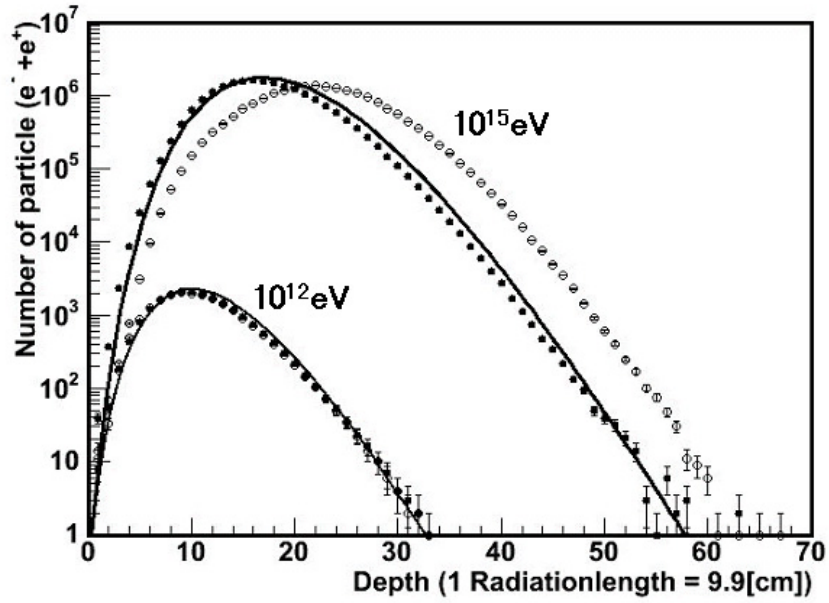


図 17: LPM 効果

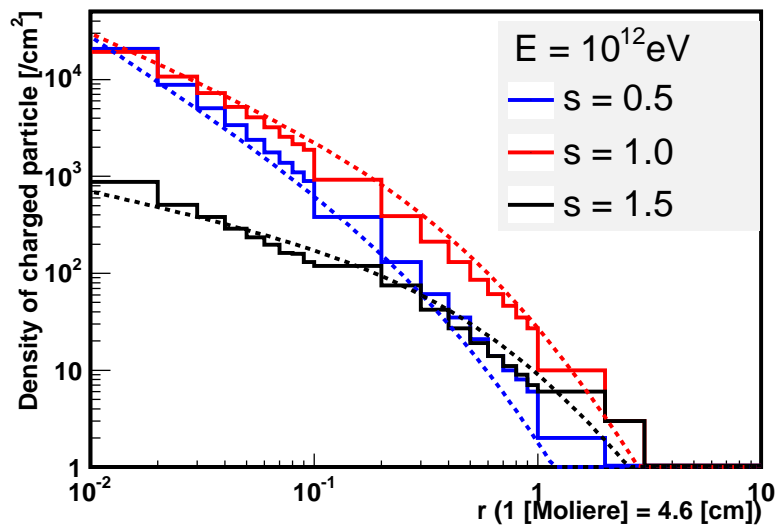


図 18: シャワー軸横方向の総電子数の分布 ($E=10^{12}\text{eV}$)

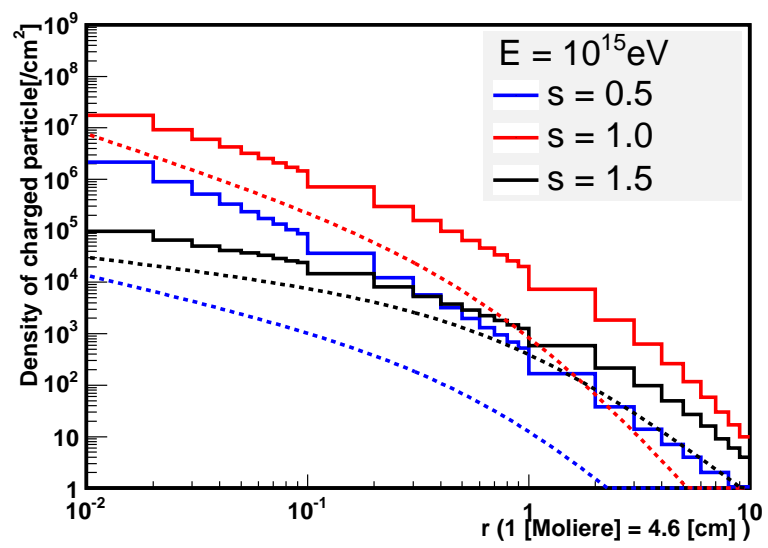


図 19: シャワー軸横方向の総電子数の分布 ($E=10^{15}$ eV)

5.2 構造関数

過剰電子は電波放射の担い手であり、岩塩中の電磁シャワー内における過剰電子の分布は、本研究の重要点でもある。総電子数同様 Geant4 により、シャワー軸方向とシャワー軸垂直方向における空間分布を調べた。図 20 は、電磁シャワーエネルギー ($10^{12} - 10^{16}$ eV) のシャワー軸方向の過剰電子空間分布を表わす。実線は、式 (48) の関数を用いて Fit したものである。Fit には最小二乗法を用いている。図 21 はシャワー軸垂直方向における空間分布である。軸方向に $s=0.5, 1.0, 1.5$ の位置の垂直平面の単位面積当たりの荷電粒子数を縦軸に示す。横軸は、垂直軸方向のシャワー軸からの距離をモリエール長単位で示す。 10^{16} eV の電磁シャワーにおける、 $s=0.5, 1, 1.5$ を取り出したものである。軸方向、垂直方向両関数ともよく一致している。LPM 効果による散乱断面積の変化は、エネルギーとと

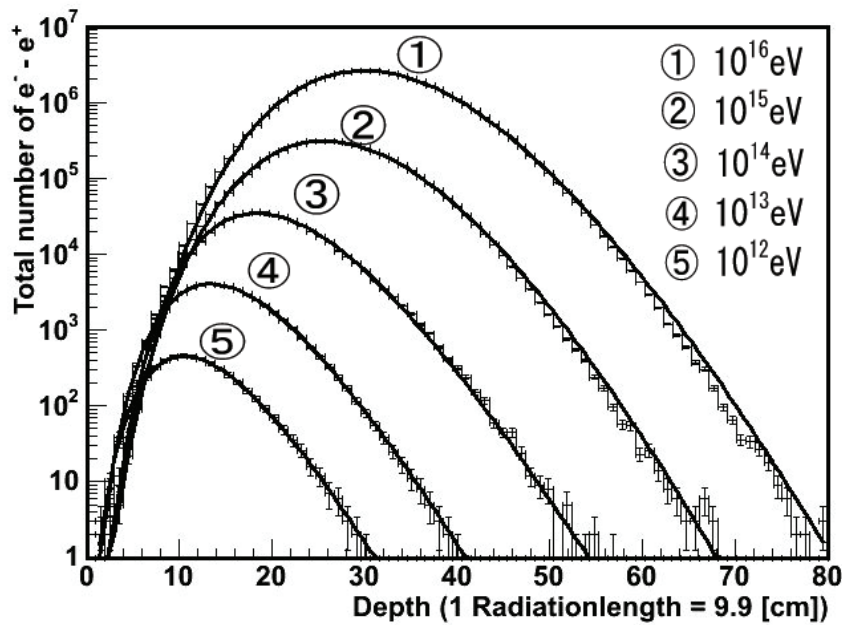


図 20: シャワー軸方向の構造関数

もに電磁シャワーの形状を変化させる。そのためシャワー軸方向の構造関数において、パラメータとシャワーエネルギーの間には相関性がない。シャワー軸垂直方向の関数においては、各パラメータはエネルギーの上昇による線形的な変化が見られる。(表 5,6)

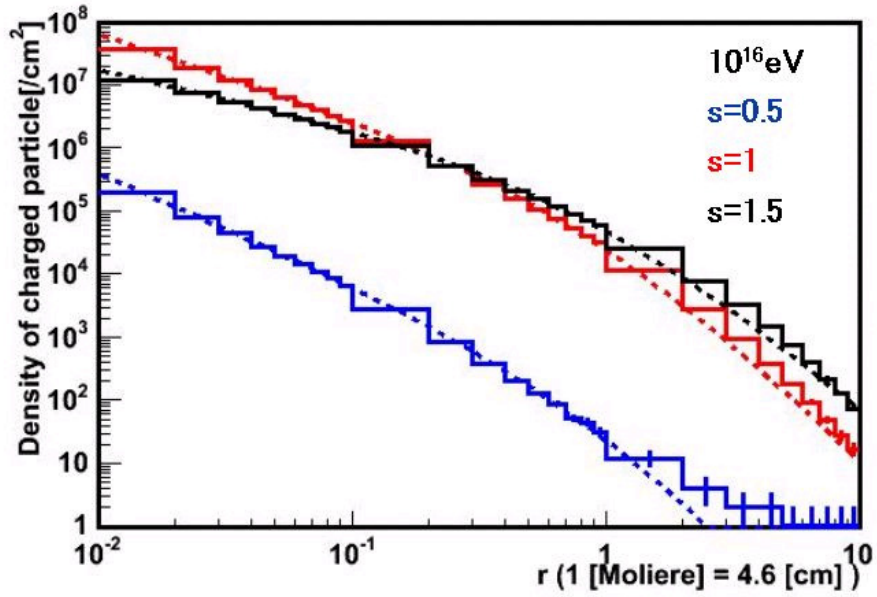


図 21: シャワー軸垂直方向の構造関数

表 5: シャワー軸方向のパラメータ

エネルギー [eV]	α_L	β_L	γ_L	χ_L
10^{12}	0.224	166	1.29	1.37
10^{13}	0.057	497	1.24	1.37
10^{14}	0.001	0.17	1.20	1.67
10^{15}	0.074	1760	4.83	0.18
10^{16}	0.039	509	3.98	0.22

表 6: シャワー軸垂直方向のパラメータ (10^{16} eV)

s	α_{Lat}	β_{Lat}	γ_{Lat}
0.5	1.10	2.21	3.24
1.0	0.49	2.29	3.76
1.5	0.10	2.40	4.08

5.3 電波放射

Geant4を用いた電場強度の計算は、個々の荷電粒子がつくる電場(e^+ , e^-)をすべて計算し重ね合わせることで電場強度を求めた。電場強度の計算結果は、電場の角度依存(図 22)と周波数依存(図 23)の関係で表した。この計算においては、岩塩中の減衰長は考慮されていない。縦軸はシャワーから観測点までの距離(R [m])と電場強度 E との積で示す。電場の方向は、電波の進行方向に垂直である。図 22 で見られるギザギザは干渉によるものである。明瞭でないのは、計算時間の関係上 bin 幅が荒くなっていることが原因である。電場強度の最大値は、全エネルギーにおいてチェレンコフ角($\approx 66^\circ$)の周辺になっている。チェレンコフ効果による放射が主になっていることがわかる。周波数依存においては、6GHz 付近にピークがあらわれた。6GHz を超えると徐々に電場の強度は小さくなる。計算結果(黒線)が波打っているのは、周波数の変化に伴う位相の変化が電場強度を急激に変化させているからである。波打つ模様は観測点までの距離で変化するがその縁は変化しない。そのため、縁の部分に Fit(緑線)した。 f は周波数、 $f_0=800$ [MHz] とおくと以下の関数で表わされる。

$$R \times E = 2. \times 10^{-7} \left(\frac{Energy}{10^{12}} \right) \left(\frac{f}{f_0} \right)^{0.83} \left(\frac{1}{2.8 + 0.018(f/f_0)^{1.44}} \right) \quad (50)$$

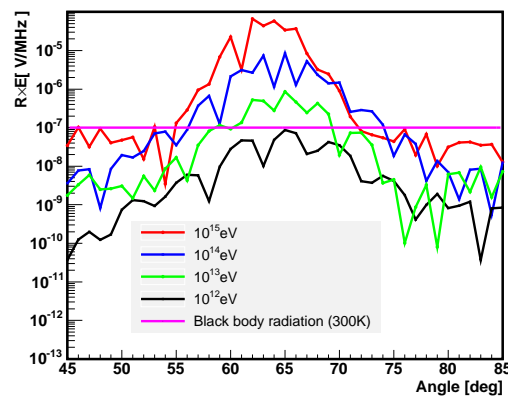


図 22: 電場強度と角度依存性

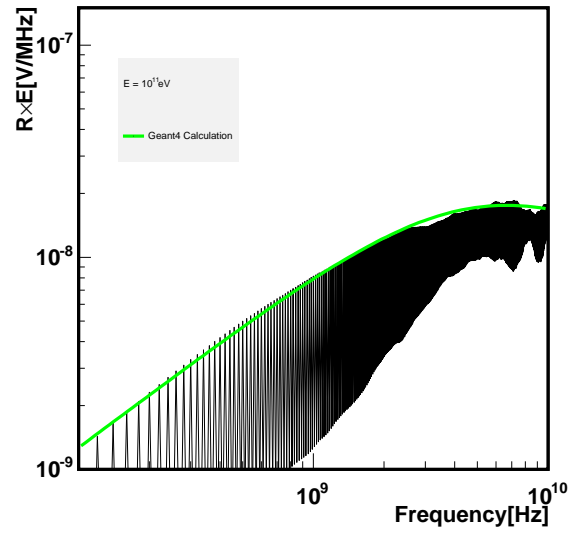


図 23: 電場強度と周波数依存性

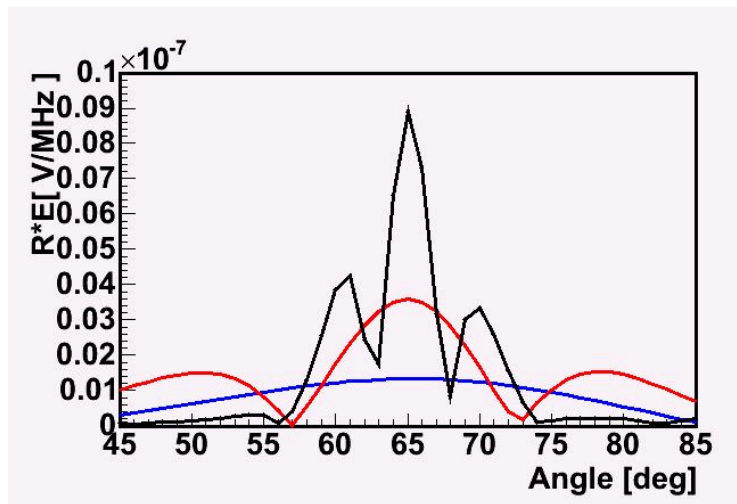


図 24: 電場強度と角度依存性 (100GeV)

周波数による放射の特徴は角度分布にも現れる。図 24 は、100GeV の電磁シャワーからの電波放射である。黒、赤、青の順で 1GHz、300MHz、100MHz を示す。周波数が高いとチェレンコフ角に鋭いピークが出来る。エネルギーによる違いはスケールの変化のみである。

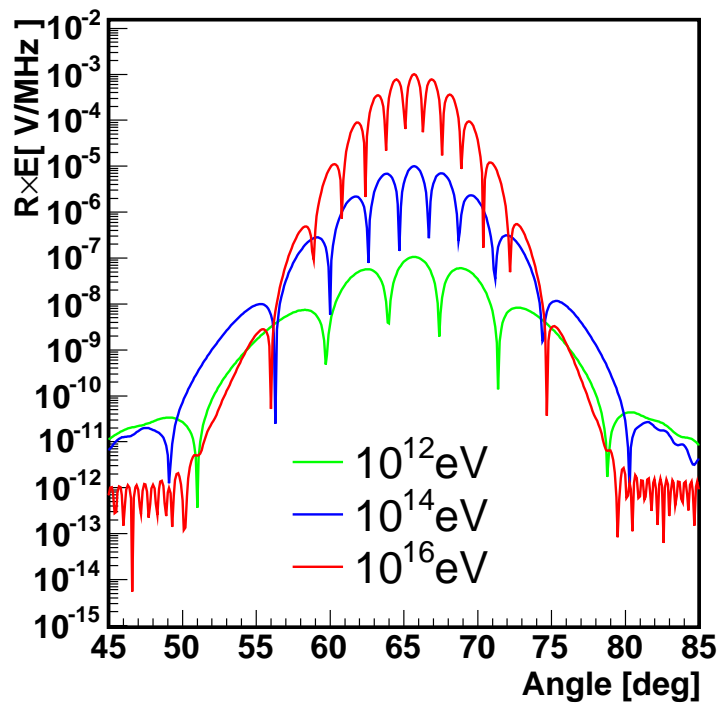


図 25: 一次元構造関数モデルにおける電場強度と角度依存性

次に一次元近似構造関数モデルによる計算結果である。図 25 は 10^{12} 、 10^{14} 、 10^{16} eV の電磁シャワーによる計算結果である。計算時間の短縮化により、Geant4 による三次元モンテカルロ計算より細かい計算が可能となったため、干渉模様がよりはっきりと表示できている。Halzen らによる計算 [16] では、この envelope を示したものである。注意深く見るといくつかの節目がある。この節目は、干渉による打消しにより強度が 0 へと落ち込んでいる点である。これはより角度の bin を細かくした計算を行うと徐々に 0 に近づくことから理解される。図 26 は、LPM 効果の有り無しによる電波強度の違いを表わしたものである。 10^{14} 、 10^{16} eV とともに LPM

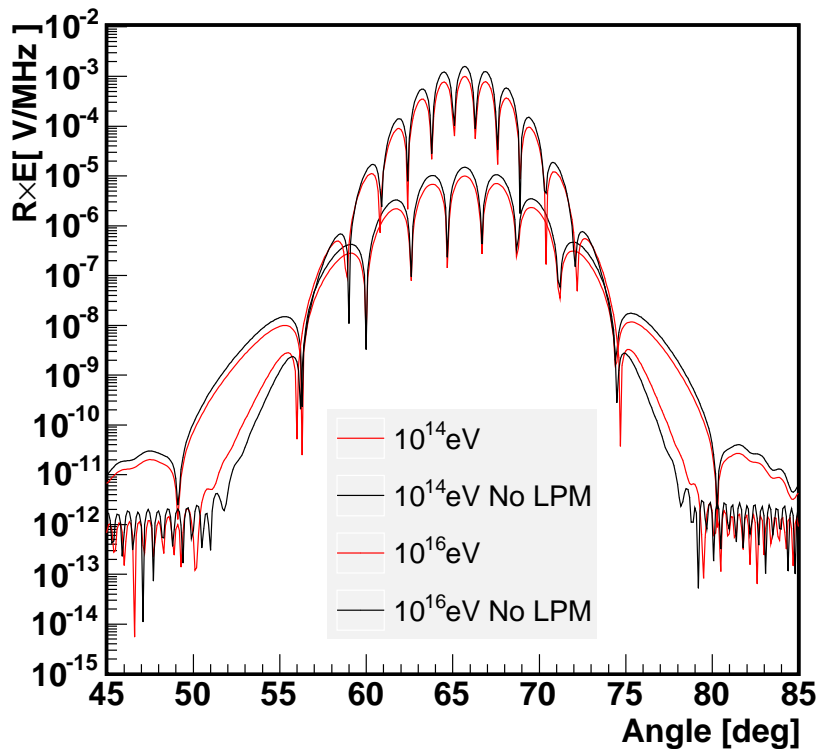


図 26: LPM 効果の影響 (1次元構造関数モデル)

効果が入ると電波強度が下がる。これは電磁シャワーのサイズが巨大化したことにより干渉効果が弱まったものである。図 27 では明瞭ではなかった干渉模様が、一次元構造関数モデルのそれと一致しているのが分かる。電波強度は、一次元構造関数モデルの方が大きく出ている。Geant4 による計算は、クーロン散乱による横の広がりが入っているため、一次元モデルに比べ干渉効果が弱まるからである。この影響は、周波数依存の関数にも現れる。図 28 は、電波強度の周波数依存性についてを Geant4 による計算と、一次元構造関数モデルを比較したものである。黒点は、1bin を 1MHz として一次元構造関数モデルにおける周波数依存性を表わしたものである。点がまばらになっているのは、Geant4 による計算と同様周波数による位相のずれにより生じる。Fit は縁に相当する点のみで行った。

(式 51)

$$R \times E = 1.02 \times 10^{-7} \left(\frac{\text{Energy}}{10^{12}} \right) \left(\frac{f}{f_0} \right) \quad (51)$$

比較においては、低周波数領域で漸近的に一致し高周波数領域では違いが大きく出ている。Geant4 による計算は、高周波数領域においてクーロン散乱により干渉効果が薄れ電波強度が抑制する。1次元モデルでは周波数の増加とともに電波強度の増加している。荷電粒子の運動を一次元かつ光速で近似したため強めあう干渉の影響が大きく現れたと考えられる。図 29 は、2つの電場強度の計算と SLAC で行われた Askar'yan 効果の検証実験の結果との比較である。ここでは4GHzで規格化している。相対値での比較であるが、Geant4 は高周波数においてきれいに合う。一次元構造関数モデルに関しては1[GHz]以下でほぼ合うという結果になっている。これらの比較から、一次元構造関数モデルと Geant4 による計算が近似的に一致する範囲は1[GHz]以下であるため、一次元構造関数モデルの適用範囲は1[GHz]以下となる。この制限はSNDシミュレーションをするうえで特に問題はない。図 30 はチェレンコフ角と40°における周波数依存性の電場強度を示す。チェレンコフ角度を外れると数百 MHz で弱まっていく。そのため、アンテナは数百 MHz でのバンド幅で検出することが効率が良いと考えられる。

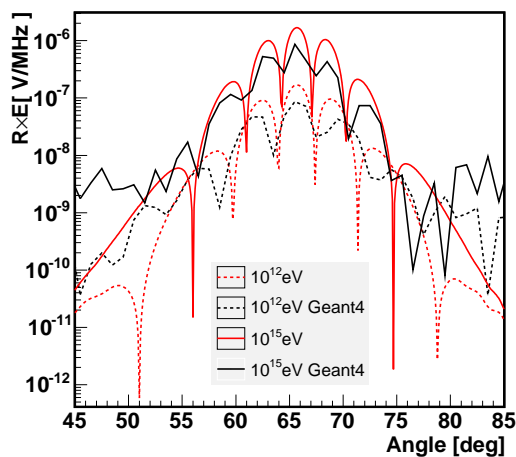


図 27: 1次元構造関数モデルと Geant4 による計算の比較

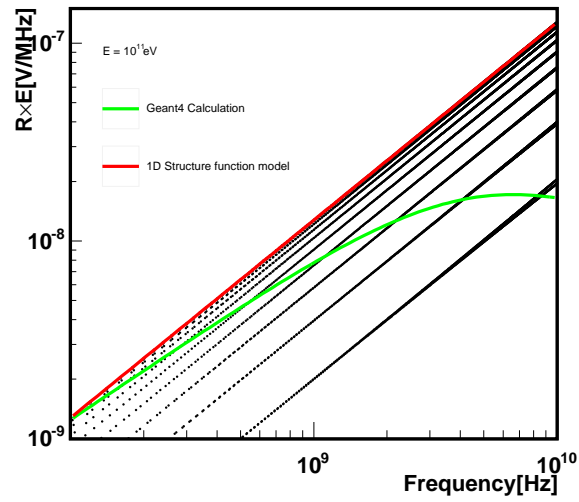


図 28: 電波強度の周波数依存性 (Geant4 による計算と 1 次元構造関数モデル)

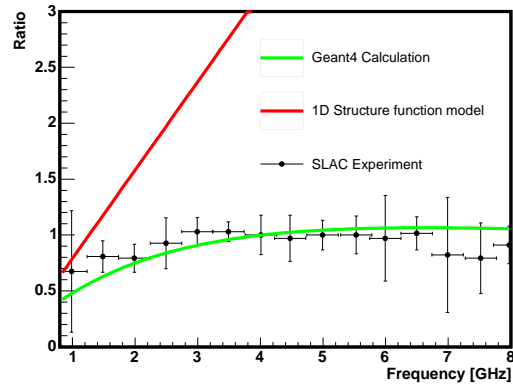


図 29: 電波強度の周波数依存性 (Geant4 による計算と 1 次元構造関数モデルと SLAC 実験)

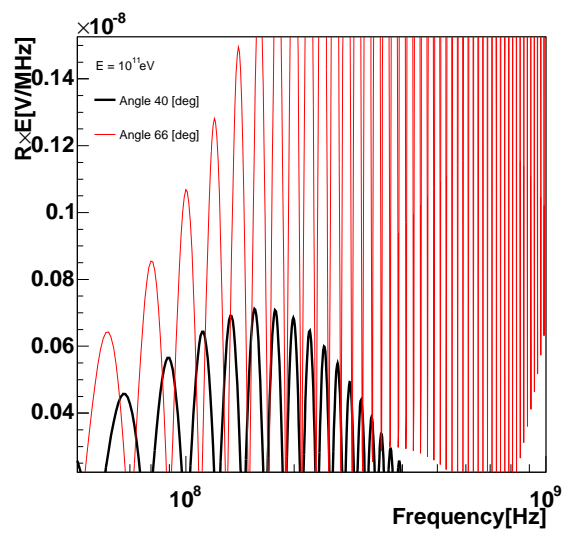


図 30: 電波強度の周波数依存性 (66°と44°)

5.4 SND 実験のシミュレーション

目標である GZK ニュートリノの Flux は 10^{18} eV 程度で最大になる。そのため、イベント数を多くするためには 10^{16} eV 以上のエネルギーを持つニュートリノが検出可能であればよい。検出は、岩塩に埋め込まれるアンテナで行われる。検出の可能性は、バックグラウンドノイズ、受信機のバンド幅、岩塩の電波減衰長、そしてアンテナの間隔により決定される。特に、電波強度は岩塩の減衰長により大きく変わる。そのため SND グループにより測定された減衰長を考慮して計算する。バンド幅は、減衰長を考慮した電場強度計算より、その最大値が数 100MHz(図 31)であること、そしてチェレンコフ角以外で検波すると数 100MHz に電場強度の最大がくることを考え 300MHz-1GHz にした。電波の発生はニュートリノと岩塩の反応により発生した単一の超高エネルギー電磁シャワーが発生した場合を想定する。これは、 ν_e が岩塩と反応した時に生じる巨大電磁シャワーに相当する。ニュートリノが天頂角 60° 方向より飛来し、深さ 500m で反応おこした時に設置されたすべてのアンテナが検波する電波強度を計算した。なお、電磁シャワーの形状は、 10^{16} eV のパラメータを用いて 10^{17} eV 以上に適用した。その他のシミュレーションの条件は、以下に記載する。

- シャワーエネルギー → $10^{18} - 10^{19}$ eV
- 電波放射 → 一次元構造関数モデル
- バンド幅 → 300MHz - 1GHz
- バックグラウンド → 300K 黒体放射 (3.6×10^{-7} [V/m])
- アンテナ間隔 → 250 m($10 \times 10 \times 10$)
- 減衰長 → 波長に依存 ($\epsilon' = 5.8, \tan\delta = 2.4 \times 10^{-4}$)

上記の減衰長は、アメリカ、テキサスにある岩塩鉱 Hockley のものである。SND 実験での減衰長計測の結果では、もっとも純度が高い天然岩塩でありその減衰長も長い。実験地の有力候補である。

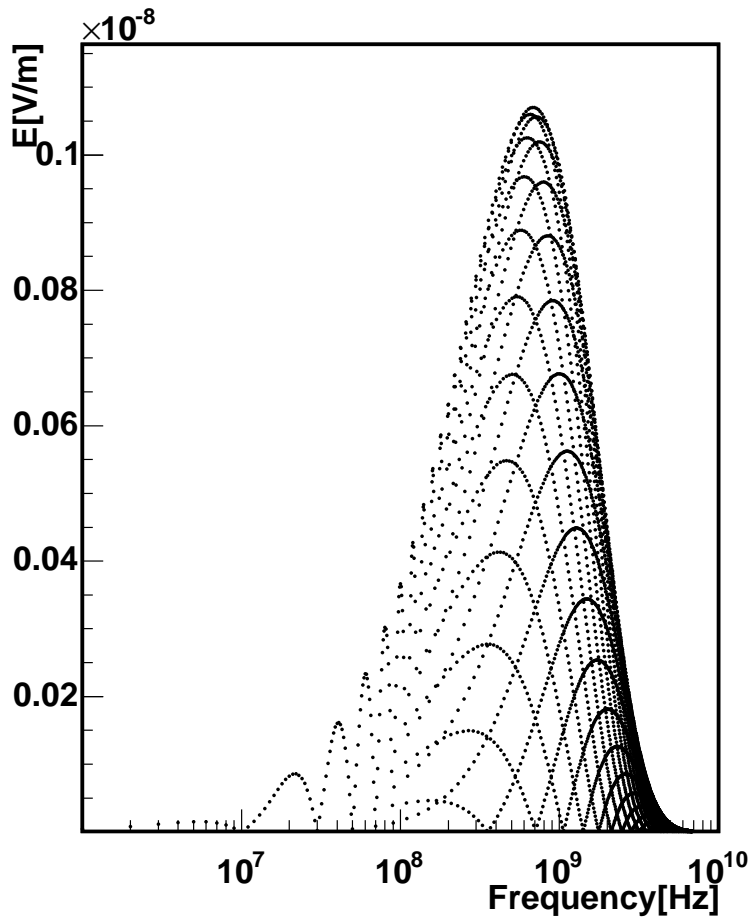


図 31: 減衰長を考慮した放射電場 ($\theta = 66^\circ$) $R=250[m]$

SND 実験グループの測定結果によると、Hockley 岩塩鉱の減衰長と周波数との関係は、

$$L_\alpha = \frac{1.62 \times 10^{11}}{\nu[\text{Hz}]} [m] \quad (52)$$

である。これは、 $\tan \delta$ が、周波数によらず一定であることを仮定した関係式であり、周波数に反比例をし、低い周波数ほど減衰長が長い。この減衰長と上記の条件でのシミュレーション結果は、以下のようにになっている。図 34、図 35 は 10^{18} 、 10^{19} eV の電磁シャワーからの電波を検波できたアンテナを示したものである。検波周波数と同様のバンド幅 (300MHz - 1GHz)

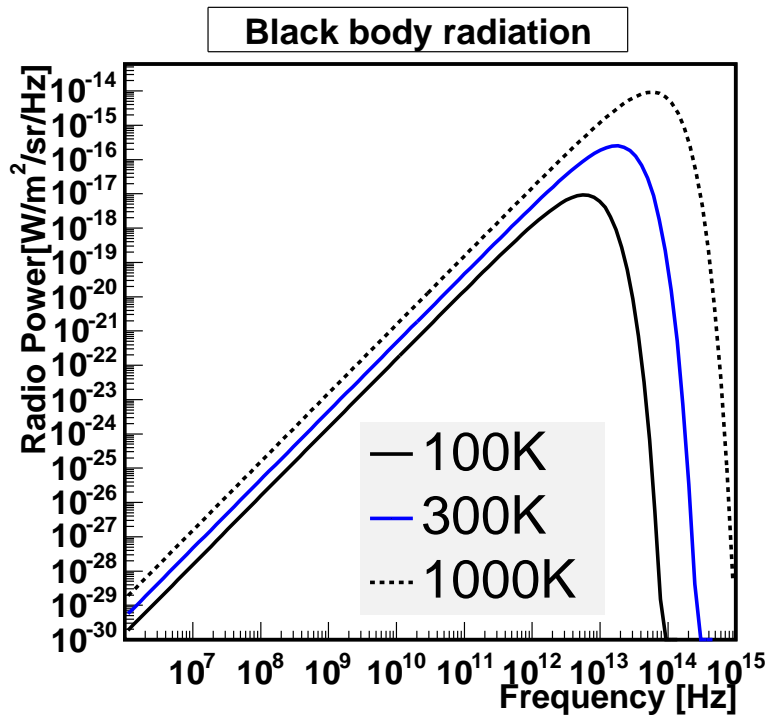


図 32: 黒体輻射

における 300k 黒体輻射の電波強度の積分値は $1.89 \times 10^{-14} [\text{w/m}^2]$ であるため、 $1.89 \times 10^{-14} [\text{W/m}^2]$ 以上の電波強度を検波したアンテナを表わす。これは、バックグラウンドノイズ ($3.6 \times 10^{-7} [\text{V/m}]$) に上乘せされた信号となるため、オシロスコープでは振幅が $7.2 \times 10^{-7} [\text{V/m}]$ の波形となり見えることを示す。この条件においては、 10^{17}eV 以下では検波が見られなかった。 10^{18}eV では、36 アンテナで検波することが出来た。表 7 は、各アンテナで検波した電波強度を表わす。また、それぞれの周波数と電場強度の関係を図 33 に表わす。周波数と電場強度の関係図からは、減衰長の影響が電波検出において大きく影響を与えていることが分かる。放射電波強度が小さい低い周波数のほうがアンテナでの検波においてはもっとも影響が大きい結果となっている。 10^{19}eV は、146 アンテナが検波を確認できている。検波されたアンテナの位置関係はチェレンコフリングを形

表 7: 10^{18} eV の電磁シャワーにおける各アンテナでの電波強度

アンテナの位置 (x,y,z) [m]	電波強度 [w/m^2]
-250, 0, -250	5.49e-13
0, 0, -750	2.84e-11
0, 250, -750	1.52e-12
0, 0, -1000	2.92e-12

付けている。これは、電波放射の物理をそのまま反映している結果となっている。上記の条件において、SND 実験では 10^{18} eV 以上において検出可能であることが分かった。

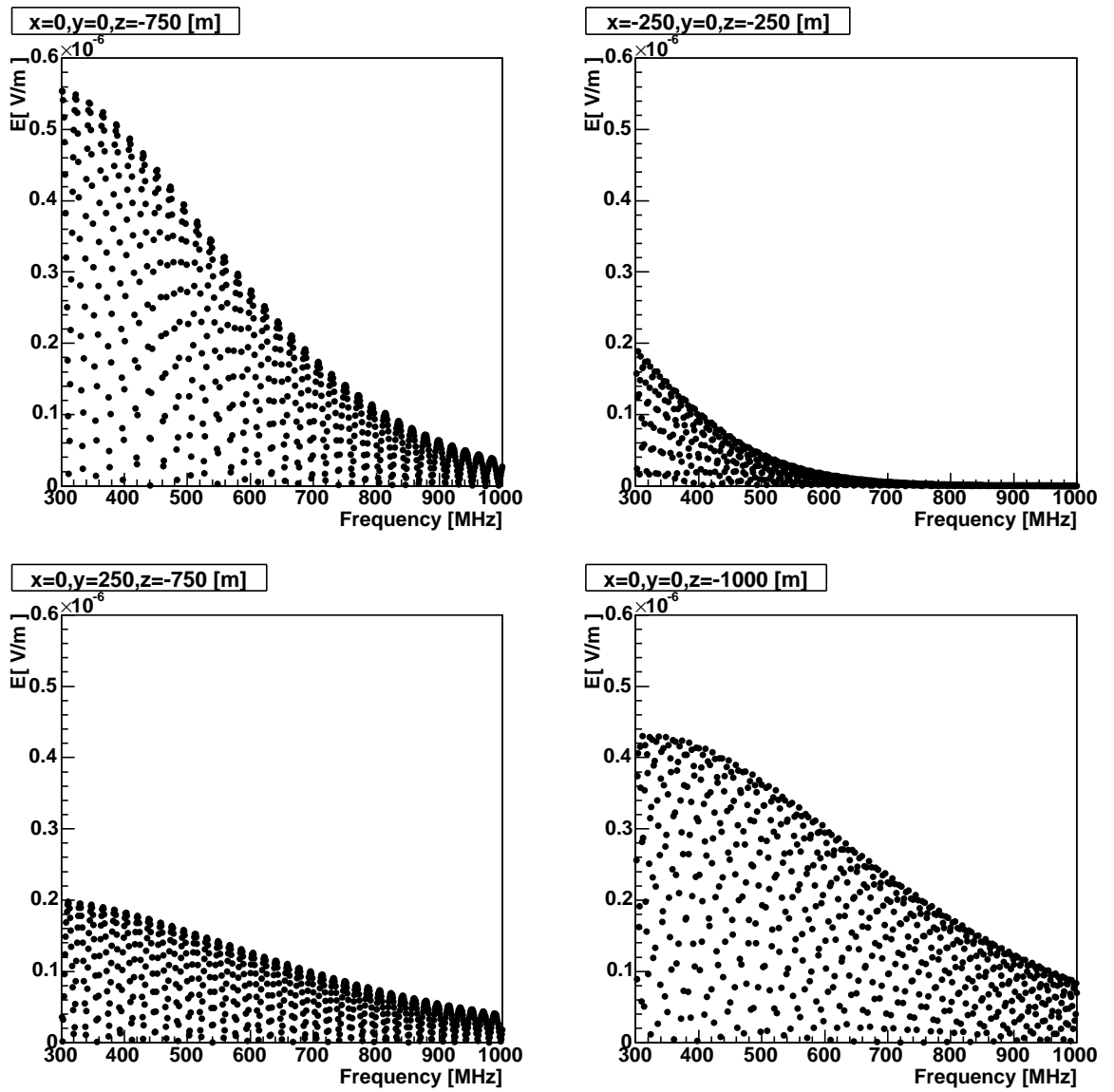


図 33: 各アンテナで検波した電場強度と周波数の関係

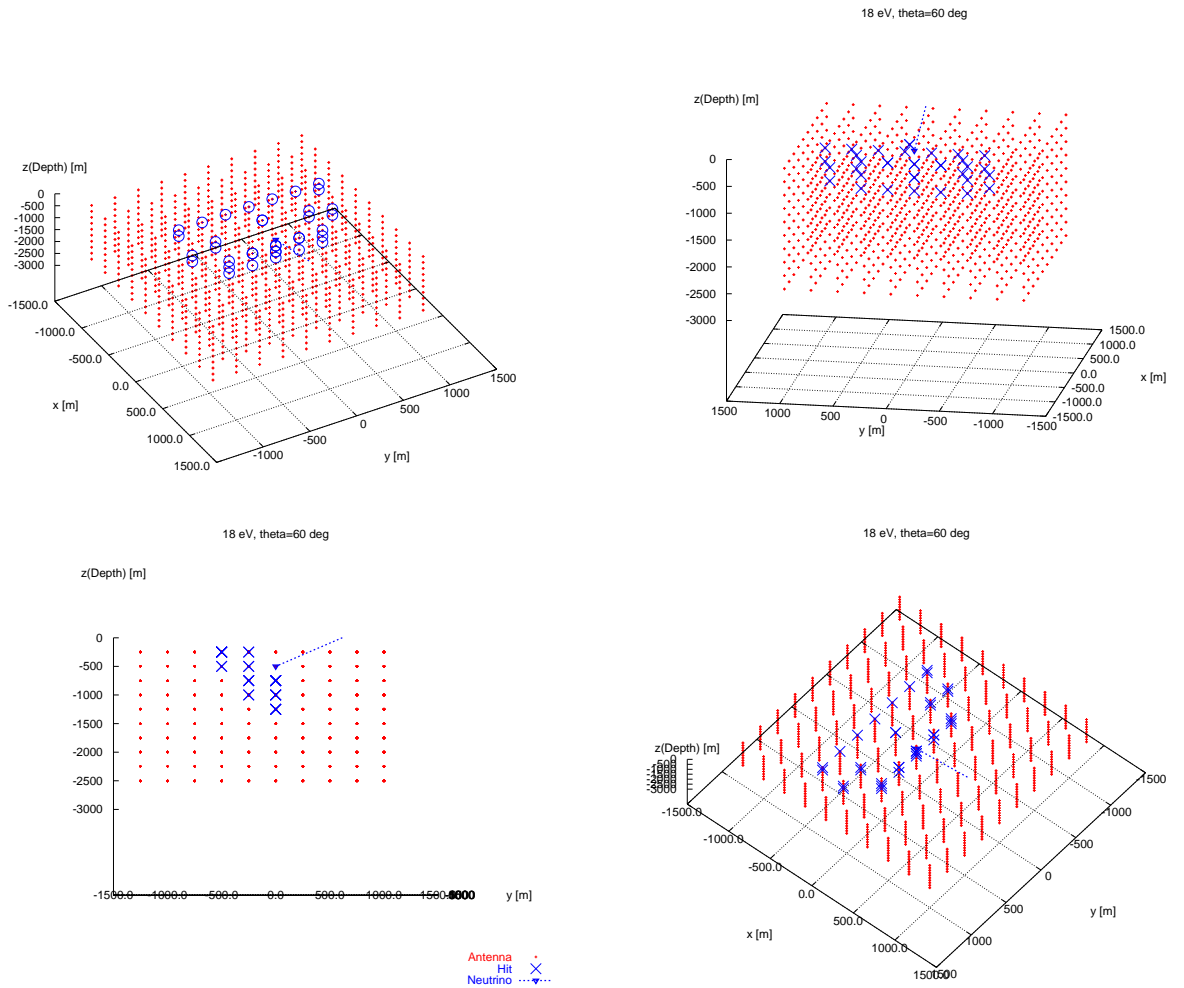


図 34: 10^{18} eV の電磁シャワー

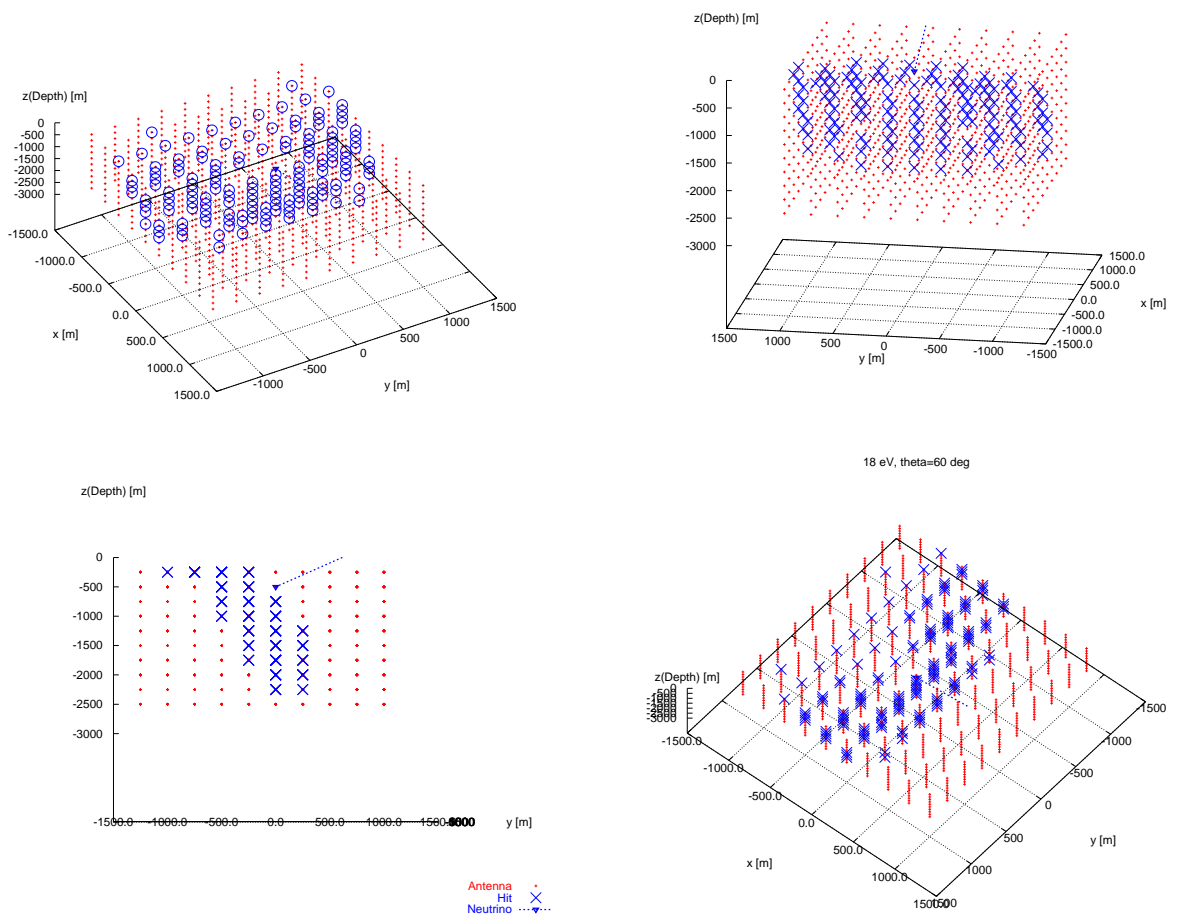


図 35: 10^{19} eV の電磁シャワー

6 まとめ

SND 実験は、超高エネルギーニュートリノ検出実験である。本研究は SND 用シミュレータの開発と、シミュレーションによる GZK ニュートリノ検出について議論した。ニュートリノの検出は、ニュートリノと岩塩の反応から放射される電波を検出することにより行う。各アンテナで検出する電場強度の計算を 1 次元構造関数モデルを利用して行った。シミュレーションは $3 \times 3 \times 3 \text{ km}$ の岩塩ドームの中に $2.5 \times 2.5 \times 2.5 \text{ km}$ 四方で縦、横、深さ方向に 250 [m] 間隔でアンテナを埋め込んだ(合計 1000 アンテナ)状態を想定して行った。電場強度の計算は、300k の黒体輻射のバックグラウンドと電波の岩塩内での減衰長を考慮して行った。GZK ニュートリノの Flux が最大となるエネルギー ($10^{17} - 10^{19} \text{ eV}$) 範囲でシミュレーションを行い、その結果 10^{18} eV 以上の GZK ニュートリノ検出が可能であることが分かった。 10^{18} eV 以上の GZK ニュートリノが $3 \times 3 \times 3 \text{ km}$ の岩塩と反応をおこす数は年間 7 ± 1 イベントである [22]。そのため、10 年間の検出で 70 ± 10 程度のイベント数を得ることが可能であると見積もられる。より多くのイベント数を得るためには、 10^{18} eV 未満の GZK ニュートリノの検出をする必要になる。検出するためには、アンテナ間隔をより狭くすること、もしくはバンド幅が広いアンテナを開発する必要がある。減衰長により電波強度は低周波数になるほど大きくなる。 $100 \text{ MHz} - 1 \text{ GHz}$ の広帯域アンテナの開発が必要となる。また、トリガーレベルを低く抑えることも大事である。

謝辞

今回この論文を書くにあたり、多くの方々にご協力いただきましたことを感謝いたします。修士課程において有意義な研究の機会を与えてくださいました東京都立大学の住吉孝行教授に深く感謝いたします。また、浜津良輔助教授、汲田哲郎助手には研究を進めていく上で様々な助言をいただき、感謝しております。千葉雅美助手には終止ご指導いただきました。研究への様々な助言、教授、そして国際会議等での発表という貴重な経験を得る機会を与えていただきありがとうございました。また、SNDグループの共同研究者である東京都立大学の安田修助教授、上條敏生助手、藤井政俊助手、高山泰弘助手、矢吹文昭氏、成蹊大学の近重悠一教授、近匡教授、東海大学の内海倫明助教授にはミーティングや実験の際に様々な助言、ご指導をいただき深く感謝いたします。研究室生活を送る上で様々なアドバイスをしていただいた神谷好朗氏、李栄篤氏、太田理氏、そしてともに励ましあいこの2年間の研究生活を楽しいものとしてくださった、同期の佐久間清美さん、鶴崎一磨君、中川尊君に深く感謝いたします。誠にありがとうございました。ここにお世話になった全ての方を挙げることはできませんが、皆様には深く感謝いたします。最後に、大学院まで進学させて下さった家族に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] K.Greisen, Phys. Rev. Letters 16, 748 (1966).
- [2] Thomas K. Gaisser, Todor Stanev Nuclear Physics A, npa9590
- [3] Kenji Shinozaki Max-Planck-Institut für Physics, Füringer Ring 6, 80805 Munich, Germany for AGASA Collaboration* Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 151 (2006)
- [4] A.M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrop. 22 (1984) 425
- [5] V.Berezinsky Nuclear Physics B(Proc. Suppl.) 151(2006) 260-269
- [6] D.V.Semikoz Nuclear Physics B(Proc. Suppl.) 145(2005) 166-169
- [7] G. A. Askar'yan Soviet Physics JETP 14 441 (1952).
- [8] M.Chiba, T.Kamijo, M.Kawaki, H.Athar, M.Inuzuka, M.Ikeda, O.Yasuda, Proc. 1st Int. Workshop for Radio detection of High Energy Particles [RADHEP-2000], UCLA, AIP Conf. Proc. 579, p.204 (2000)
- [9] T.Kamijo, M.Chiba, Memoirs of Faculty of Tech., Tokyo Metropolitan University, No.51 2001, 139(2002)
- [10] M.Chiba et al., Proc. of the First NCTS Workshop Astroparticle Physics, Taiwan, World Scientific Publishing Co. Ltd. P.99 (2002)
- [11] T.Kamijo, M.Chiba, in Proc. Of SPIE 4858 Particle Astroparticle Physics Instrumentation, edited by Peter W.Gorham, (SPIE, Bellingham, WA) p.151 (2003)
- [12] P.W.Gorham et al, Physical Review D 72,023003 (2005)
- [13] Geant4 Collaboration (S. Agostinelli et al), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, NIM A 506 (2003), 250-303.
- [14] L.Landau and I.Pomeranchuk, Dok. Akad. Nauk SSSR 92, 535,(1953)
- [15] A.B.Migdal, Phys. Rev. 103, 1811(1956)
- [16] E.Zas, F.Halzen, T.Stanev, Phys. Rev. D 45,362(1992)

- [17] Spencer Klein, Review of Modern Physics, Vol.71,No.5, October(1999),
1501-1538
- [18] ランダウ, リフシツツ, 場の古典論 (1972)
- [19] B. Rossi, K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941)
- [20] K. Greisen, Prog. Cosmic Ray Phys. 3, 1 (1956)
- [21] J. Nishimura, Handbuch der Physik, Vol. 46, Iss. 2.
- [22] Ralph Engel, Daivid Seckel, and Tonder Stanev, Physical Review D, Vol
64, 093010