



# 偏波レーダーを用いた積乱雲上部の霰の体積量推定に関する研究

小川, まり子

---

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2016-03-25

(Date of Publication)

2018-03-25

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第6633号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1006633>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

偏波レーダーを用いた  
積乱雲上部の霰の体積量推定  
に関する研究

平成28年1月

神戸大学大学院工学研究科

(氏名) 小川 まり子

# Study on estimation of graupel volume in cumulonimbus by using polarimetric radar

Mariko Ogawa

119T114T

Graduate School of Engineering

Kobe University

January 2016

## ABSTRACT

This thesis presents a radar-based estimation method for the graupel volume in cumulonimbus clouds. The gamma distribution parameters ( $N_0$ ,  $\mu$ ,  $\Lambda$ ) for the graupel particle size distribution (*GPSD*) were estimated using a C-band polarimetric radar (COBRA) and particle observation instruments (videosondes). Snowflakes were measured with a ground-based observation instrument (Parsivel). The Parsivel measurements were used to model the snowflake size distribution with the three-parameter gamma distribution. Three variables considered here were the diameters of the snowflakes at the 50th and 99th percentiles of the volume ( $D_{50}$  and  $D_{99}$ , respectively), and the sum of the sixth powers of the diameter per unit volume ( $Z$ ). The gamma distribution, which was fitted using the quantile method, provided a good fit to snowflake size distribution between  $D_{50}$  and  $D_{99}$ , inclusive. The correlation coefficient between the observed and estimated snowflake volume using the quantile method was 0.989. Next, the number of particles obtained using the videosondes were corrected with raindrop observations from a disdrometer. A correction factor was calculated from the ratio of the number of raindrops per unit volume per size class determined by the disdrometer and the videosondes. This correction factor varied with the size and number of raindrops. Finally, the gamma distribution parameters ( $N_0$ ,  $\mu$ ,  $\Lambda = 0$ ) for the *GPSD* were estimated from the horizontal reflectivity ( $Z_{hh}$ ) and the specific differential propagation phase ( $K_{dp}$ ). Determining the *GPSD* from the COBRA required the particle density ( $0.25 \text{ g cm}^{-3}$ ) and the average axis ratio under the assumption of Rayleigh scattering. A constrained  $D_{50}$  optimization method was used to estimate  $\mu$  and  $\Lambda$  from the  $\mu$ - $\Lambda$  relation that was obtained from the videosonde data. When  $\mu$  was less than 2, the *GPSDs* estimated with the constrained  $D_{50}$  method were in good agreement to those obtained from the videosonde data. The absolute relative error in the graupel volume for the constrained  $D_{50}$  method was smaller than that for the quantile method fitted to ground-based observation data.

# 目次

第1章 序論	1
1.1 近年の日本における豪雨の発生状況	1
1.2 豪雨の危険性把握としての雲内部の霰の体積量算出	2
1.3 粒径分布のパラメトリックな表現	3
1.4 レーダーを用いた霰の定量的観測の難しさ	6
1.5 霰の定量的観測のための偏波レーダーの利用	7
1.6 レーダーを用いた霰の定量的観測の検証の難しさ	8
1.7 本論文の構成	8
第2章 レーダーパラメータ	10
2.1 パルスレーダーの基本観測パラメータ	10
2.1.1 距離の測定	11
2.1.2 方位角および仰角の測定	11
2.1.3 エコー強度(あるいはレーダー反射因子)の算出	11
2.2 レーダー方程式	12
2.3 球体の散乱断面積	16
2.3.1 球体のレーダー反射因子	19
2.3.2 有効レーダー反射因子	19
2.4 回転楕円体に対する散乱	21
2.4.1 回転楕円体からの散乱断面積	21
2.4.2 回転楕円体からのレーダー反射因子	23
2.4.3 回転楕円体に対する伝搬位相差変化率	24
2.5 減衰	26
第3章 パラメトリックな粒径分布推定手法の提案	27
3.1 背景	27
3.2 観測	28
3.3 方法	31

3.3.1	粒径分布の形状および傾きパラメータの決定 . . . . .	31
3.3.2	粒径分布の切片パラメータの決定 . . . . .	32
3.4	結果と考察 . . . . .	32
3.4.1	雪片体積の相対誤差 . . . . .	32
3.4.2	最適な形状パラメータ . . . . .	35
3.4.3	推定された雪片粒径分布と観測されたヒストグラムの比較 . . . . .	38
3.4.4	結論 . . . . .	39
<b>第 4 章</b>	<b>統計的手法を用いたビデオゾンデの定量性の検討</b>	<b>41</b>
4.1	背景 . . . . .	41
4.2	同期集中観測 . . . . .	43
4.3	方法 . . . . .	50
4.3.1	ビデオゾンデの積算時間および個数比率 . . . . .	50
4.3.2	観測特徴の違い . . . . .	51
4.3.3	雨滴個数の比率算出のための降雨状況に関する条件 . . . . .	52
4.3.4	多群検定 . . . . .	53
4.3.5	ビデオゾンデ経路上のレーダー反射因子の抽出 . . . . .	54
4.4	結果と考察 . . . . .	55
4.4.1	地上での時間の経過による降雨の変化 . . . . .	55
4.4.2	上空での観測空間の違いおよび粒子種類の違いによる降雨の変化 . . . . .	56
4.4.3	ビデオゾンデとディストロメータの雨滴個数比率 . . . . .	59
4.4.4	最適な補正係数の検討 . . . . .	62
4.4.5	補正係数を施したビデオゾンデの粒径分布推定 . . . . .	65
4.4.6	推定された雨滴粒径分布を用いた $Z$ の算出 . . . . .	71
4.5	結論 . . . . .	74
<b>第 5 章</b>	<b>偏波レーダーおよびビデオゾンデを用いた同期観測による霰の密度推定と偏波 レーダーパラメータにもとづいた霰の粒径分布および体積量推定</b>	<b>76</b>
5.1	背景 . . . . .	76
5.2	データ . . . . .	78

5.2.1	ビデオゾンデデータを用いた霰の粒径分布の推定 . . . . .	79
5.3	方法 . . . . .	79
5.3.1	氷と空気の誘電体における混合理論 . . . . .	79
5.3.2	偏波レーダーパラメータを用いた霰の粒径分布推定の手法 . . . . .	80
5.4	結果と考察 . . . . .	81
5.4.1	密度の推定結果 . . . . .	81
5.4.2	密度の代表値を用いて推定された $Z$ および $D_{50}$ の結果 . . . . .	87
5.4.3	ビデオゾンデで得られた $\mu$ - $\Lambda$ 関係 . . . . .	90
5.4.4	$D_{50}$ を固定した粒径分布の推定結果 . . . . .	91
5.4.5	$D_{99}$ の推定結果 . . . . .	97
5.4.6	霰の体積量に関する誤差の評価 . . . . .	98
5.5	結論 . . . . .	100
第 6 章	結語 . . . . .	101
	謝辞 . . . . .	109

# 第1章 序論

## 1.1 近年の日本における豪雨の発生状況

近年の日本においては、人的被害を及ぼすような豪雨による自然災害が多発している。気象庁の気候変動監視レポート2014によると、2014年までの40年間において、気象庁の地域気象観測システム、アメダスが観測した1時間降水量50mmの短時間降雨の年間発生回数は10年間に21.3回、1時間降水量80mm以上については2.1回の増加傾向となっている。

豪雨が発生すると、地形の特徴や周辺の都市の特徴から、重大な被害を引き起こすことがある。2008年7月の神戸市都賀川での水難事故では、突然発生発達した積乱雲により、10分間で20mm程度（降雨強度、120mm/hr程度）の強い雨を観測し、10分間で1.34mの水位が一気に上昇したことで、5名の尊い命が失われた。都賀川流域付近は、急勾配な地形である上にそのほとんどが住宅地で道路舗装がされていることから、都賀川流域付近に降った雨が一気に雨水幹線に流れ込んだとされる（藤田 2009）。また、都市部で豪雨が発生した際には地下への水の侵入の恐れがあるため、特に注意が必要である。

このような短時間で発達する積乱雲に対して、1分、5分でも早い避難が求められていることから、豪雨の危険性を早い段階で知っておくことが重要である。気象庁の数値予報モデルでは、数時間先の大雨の予測を行っており、水平規模が10数kmの組織化された積乱雲を捉えることが可能となっているが、豪雨の発生予測に重要な個々の積乱雲を捉えることはまだ難しい。現在の数値予報モデルの仕組みでは（三隅・圓山 2004）、計算容量の問題から、上空の個々の粒子を予報せずに、形態毎に量のみを用いて記述する方法（バルク法）を用いている。一方で、上空の個々の粒子を表現する方法としては、本研究の大きなキーワードとなる粒径分布を表現するためのビン法がある。これは、粒子の種類に加えて粒径のクラス分けを行い、粒径のクラス毎に粒子状態を記述する方法である。

豪雨の発生を予測するためには、広範囲でかつ詳細な降雨情報が取得可能な気象レーダーを用いた個々の積乱雲の観測が必要である。中北ら（2009）は、局所的に突如として突然発生する豪雨を「ゲリラ豪雨」として捉え、2008年都賀川水難事故時の事例を用いて、個々の積乱雲がレーダーで探知可能な段階となった「ゲリラ豪雨の卵」の探知を行った。この「ゲリラ豪雨の卵」は、積乱雲が発達する前の段階であり、積乱雲が発達して上空の雨や雪など

の降水粒子が落下する時間を 5 分から 10 分で予測できる可能性があるとされている。

上空の降水粒子が生成する以前においては雲の発生発達には、水蒸気や気流の変動にも影響するとされる。最近の研究では、雨粒などの上空の降水粒子だけでなく、降水粒子の生成・成長に必要なとされる水蒸気や雲粒、さらには気流の変動を観測した研究が行われてきた。大石ら（2015）は GPS 衛星を利用した大気中の水蒸気量に関する観測データを用いて大阪湾上の水蒸気コントラストを作成し、水蒸気量の流入と豪雨の関係について調査した。また、中北ら（2015）は、京阪神地域に展開したマルチセンサー網により、雲粒から捉えた対流雲の発達と、気流の変動によって空気塊が上昇する様子を示した。

## 1.2 豪雨の危険性把握としての雲内部の霰の体積量算出

豪雨の危険性予測の可能性が得られている一方で、豪雨の定量的な予測はまだ難しい。個々の積乱雲からもたらされるであろう降水量を 5 分から 10 分前に予測するには、積乱雲内部に保持されている降水粒子の落下過程をさかのぼって考えなければならない。例えば高度 2000m の上空に直径 1.5mm、落下速度が約  $5.5\text{ms}^{-1}$  の雨滴が併合や分裂をせずに落下すると仮定した場合、雨滴は 6 分程で地上に到達する。豪雨時のような降雨強度の強い雨の場合には、さらに大きな雨滴が多く生成されることから、地上付近の雨の観測だけでは十分な避難時間が確保できない。

積乱雲上部では、氷晶や水滴などの相互作用によって霰（あられ）が生成されやすい。そこで、本研究では積乱雲上部の氷粒子、とくに霰に着目する。豪雨の危険性予測のための第一歩として、レーダーを用いた積乱雲上部の霰の体積量推定を行う。ここで定義した霰とは、霰を含む粒子を指す。実際には、レーダーを用いた霰のみの観測を行うことは難しく、積乱雲上部には霰だけでなく、氷晶や雪片などが混在していることが多い。

積乱雲の降水過程を、小倉（2009）、高橋（1987）にもとづいて雨滴が生成する前にさかのぼって考える。図 1.1 のように、雨滴が生成する前、氷点高度よりも上空において氷粒子が生成される。その種類は、成長の仕方によって氷晶や雪片、霰、雹（ひょう）などがある。氷点高度よりも高い高度では、小さな水滴である過冷却雲粒が多数存在している。過冷却雲粒が氷晶に衝突すると、雲粒は氷粒子の上に凍りつき、氷粒子の質量は増す。この過程をライミング（riming）もしくは着氷という。水滴がゆっくり凍結する場合には、水は氷表面にうすく広がって凍るが、凍結が急速な場合には、水滴は表面に丸い氷粒として残る。図 1.2 上は雲粒を捕捉したときの結晶の様子である。着氷が進むと霰が観測される。その形は円錐形（図 1.2 中央）のものから六方形のもの、塊状のもの、粒状のものなどが観測される。図 1.2 下にバルーン装着型の直接観測機器、ビデオゾンデから得られた霰の画像を示す。

さらに着氷が進み落下速度が増すと氷の塊，雹が形成される．一般的に，霰の密度は $0.3\text{gcm}^{-3}$ だが，雹は $0.9\text{gcm}^{-3}$ と大きい．積乱雲内では，対流が比較的強く，着氷成長により霰が生成しやすい．一方で，比較的対流が弱い前線性の降雨で発生しやすい雪片においても数は少ないが形成されることがある．氷晶が落下中，衝突や付着によって雪片が形成される（凝集）．落下速度の異なる氷晶同士が付着したり氷晶のゆらぎにより氷晶どうしが付着することによって雪片ができる．これらの氷粒子が成長によって質量が増して，やがて上昇気流に対して落下する力のほうが大きくなると，氷粒子が氷点高度よりも低い高度に達して，融解し雨滴になる．

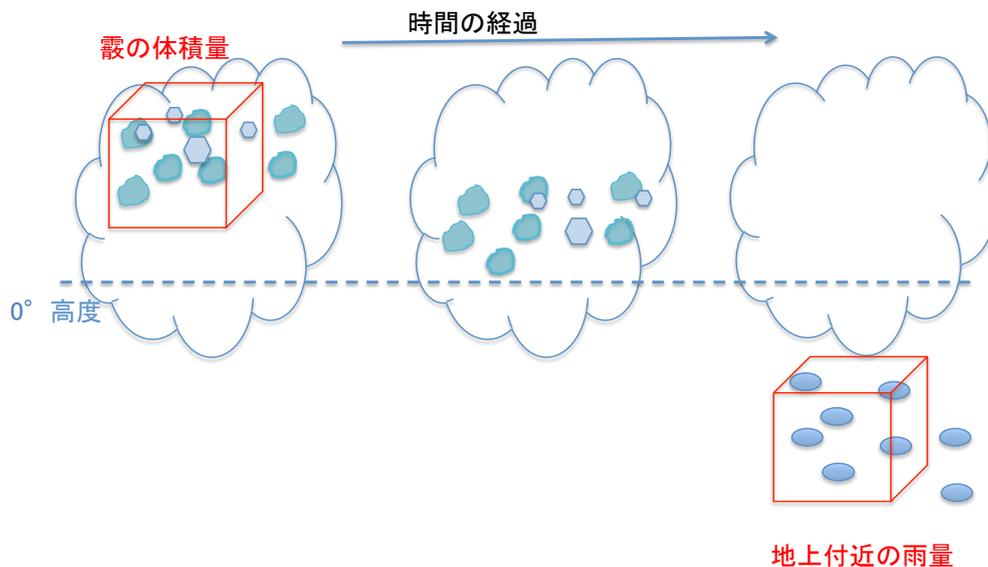


図 1.1: 地上付近の雨量推定のための上空の霰の体積量推定のイメージ

このような降水システムの初期段階に生成される上空の氷粒子のうち，氷晶よりも比較的質量が大きく（落下しやすい），雹と比べると氷晶から短時間で生成されやすい霰について着目する．積乱雲上部の霰が落下・融解過程を経て，地上付近の雨量の最大可能性を把握するための第一歩として，積乱雲上部の霰の体積量をレーダーから推定する．

### 1.3 粒径分布のパラメトリックな表現

レーダーで霰の体積量を求めるためには単位体積あたりに含まれる霰の個数を粒径幅で除いたもの，つまり粒径分布を知る必要がある．

粒径が波長の 10 分の 1 以下のときに成り立つとされるレイリー散乱では，粒子の散乱に関する電力値としてレーダー反射因子  $Z$  が粒径の 6 乗和で表現される．レーダー気象学では，

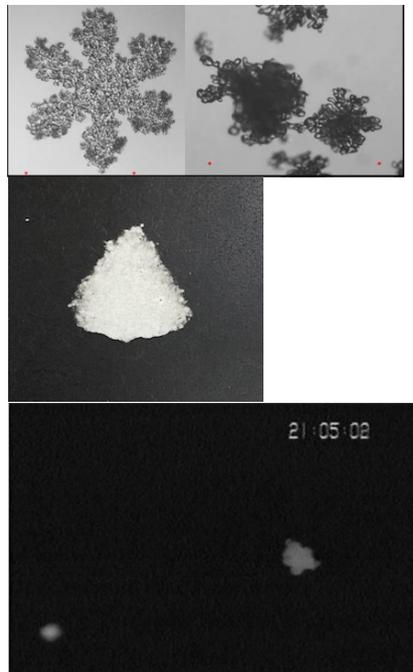


図 1.2: 上：雲粒付結晶（秋田谷・中村 2013）．上左は結晶の全面に雲粒が付着したもの，上右は 0.5mm 以下の雲粒の固まり．中央：円錐の霰（高橋 1987 より抜粋）．下：ビデオゾンデで得られた霰．

このようなレーダーパラメータの計算をする際に、粒径分布をガンマ関数を用いてパラメトリックに表現することで、式の展開が扱いやすいものとなっている。さらに、パラメトリックな粒径分布は、レーダー気象学のみならず雲物理についての基本的な物理量を定量的に表現することができる。豪雨を引き起こすような降水システムの理解を深めるために、レーダーパラメータから最大粒径や中央値などの粒径に関する統計量を把握しておく。

本論文では、図 1.3 に示されるように、「レーダーパラメータ」から「粒径分布のパラメータ」、「径に関する統計量」を明らかにすることが、豪雨の危険性把握のためのレーダーを用いた霰の定量的観測ならびに霰の成長過程の把握において極めて重要であると考えられる。

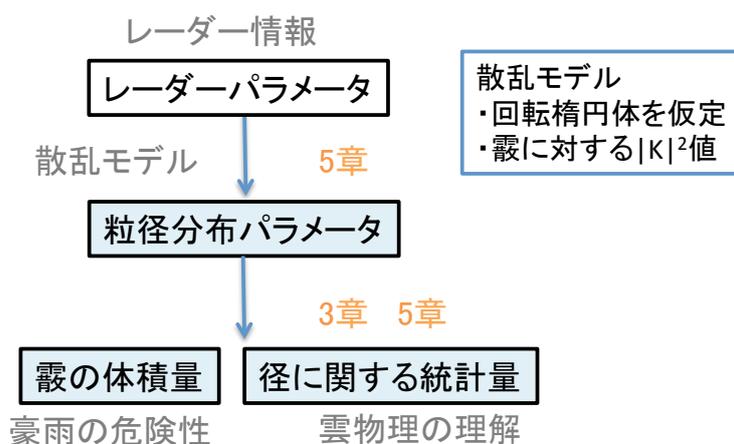


図 1.3: 霰の定量的観測のためのレーダーパラメータとの関連性

「レーダーパラメータ」から「粒径分布のパラメータ」、「径に関する統計量」を理解するための第一歩として、径に関する統計量と粒径分布のパラメータとの関係について議論する。ここでは、以下の2点に着目し、パラメトリックな粒径分布推定手法の開発を行う。

- 粒径に関する統計量を用いたパラメトリックな粒径分布の推定
- 1mm以上の大きい霰の粒径分布が正確に表現できるようなパラメトリックな粒径分布の推定

1mm以上の大きい霰の粒径分布を正確に表現することは、 $Z$ が大きい粒子に影響されやすいことが理由にあげられるだけでなく、霰の体積が過小推定となるのを防ぐことにもつながる。体積が過小推定となるのを防ぐことは、上空の霰を含む氷粒子がやがて落下・融解過程を経て、地上付近に降る雨として雨量推定が行われる際に重要となる。具体的には、上空の霰の体積量から推定された地上付近の雨量情報は河川付近や地下鉄など、浸水によって避難が必要とされる場所への立ち入り規制を強化するために必要とされる。

またこの研究では、パラメトリックな粒径分布推定手法の精度検証を行うために、多くのサンプルを必要とすることから、本研究では、冬期における地上の雪片の観測データを扱う。この、パラメトリックな粒径分布推定手法に関する研究では、冬期において、レーダーにもとづいた降雪強度 ( $R[\text{mmh}^{-1}]$ ) 推定の地上検証用という視点から議論する。対象とする粒子の種類や観測場所は積乱雲上部の霰とは異なるが、レーダーを用いた氷粒子の粒径分布観測という目標に向かっている点では、本論文の目的と同じである。

地上の雪片観測データを用いた解析では、観測された雪片のヒストグラムから「パラメトリックな粒径分布」を表現する。その理由として、以下で説明されるような安定した粒径分布を表現できるという利点がある。近年では、光学式の粒径分布測定機器 (Parsivel) が開発され (Löffler-Mang and Joss 2000)、多くのサンプル数を取得できるようになったことから、観測データから直接粒径分布を算出するノンパラメトリックな方法でも粒径分布の形状をある程度把握することが可能である。しかし、実観測により直接得られた粒径分布は欠損値や外れ値などを含むため、一般的に含有率の少ない大きい粒径の雪片 (霰や雨滴などの降水粒子に対しても同様であるが) に対しては、粒径分布が不連続確率関数となることが多い。上述のようにレーダー観測は大きい粒径に依存しやすいことをふまえると、パラメトリックな粒径分布の表現方法を用いて大きい粒径の粒径分布をより正確に推定しておくことがレーダーを用いた霰の定量的な観測に必要である。このようなことから、本研究では、光学式の粒径分布測定機器を用いて、地上の雪片の観測結果からパラメトリックな粒径分布の推定手法について議論する。

## 1.4 レーダーを用いた霰の定量的観測の難しさ

レーダーを用いた積乱雲上部の霰の体積量の算出にあたっては、霰の粒径分布のみならず密度推定が求められる。

霰を用いたレーダーの粒径分布観測の根本的な問題は、レーダーパラメータを定式化する際に、電場中に置かれた誘電体の散乱特性を想定する必要があるが、散乱特性に影響する誘電率に関するパラメータ  $|K|^2$  値を考慮しなければならない (図 1.3 の「散乱モデル」の部分)。実際の霰の形状や密度を考慮した誘電率を表現することが難しく、想定した散乱モデルを計算することが難しい。霰の形状について、Suzuki *et al.* (2014) は、CCD カメラが搭載された機器ビデオゾンデによる霰の観測を行い、上空の降水粒子の粒子画像から霰の長径と短径を測定して球の度合いを計算し、積乱雲上部の霰の形状について球に近いものが存在していることを示した。一方で、上空の霰の密度測定は難しい。例えば地上に降った雪に対しては、電子天びんを用いると良いが、上空の霰の観測では、ビデオゾンデや航空機のような移動型

観測では静止状態を保つことは困難である。

Bringi and Chandrasekar (2001) は航空機に取り付けられた粒径分布測定機器とレーダーによる霰の観測を行った。この観測では、レイリー散乱の仮定のもと、霰を球として散乱のモデルを計算し、直接観測された霰の粒径分布からレーダー反射因子  $Z$  を表現した。Bringi and Chandrasekar (2001) は霰に対する  $|K|^2$  値を、霰の密度と氷球（空気が含まれていない球状の氷）に対する  $|K|^2$  値に変換する方法を用いて  $Z$  の式を単純化した。航空機観測によって得られた霰の粒径分布で表現された仮想のレーダーパラメータ  $Z$  の式と実際にレーダー観測で得られた  $Z$  を比較して霰の密度を求めた。推定された霰の密度 ( $0.56\text{gcm}^{-3}$  であった) は、氷粒子の形状などに関係するレーダーパラメータに対して、レーダーと航空機観測の比較結果がよく一致していた。ただし、Bringi and Chandrasekar (2001) による密度の計算では、霰を球と仮定しているため、実際の霰が回転楕円体や円錐など球以外のものに対しては密度の推定結果に誤差が生じる可能性がある。本研究では、霰の形状を回転楕円体として密度の推定を行う。

## 1.5 霰の定量的観測のための偏波レーダーの利用

近年では、扁球の雨滴を観測するのに有効なレーダーとして、国交省の X バンド MP レーダーに代表されるような偏波レーダーによる降雨観測が行われている。偏波レーダーでは、従来のような、偏波面が地面に平行な水平偏波により得られるレーダー反射因子  $Z$  だけでなく、地面と直角方向の垂直偏波を組み合わせて送信することで、複数の偏波パラメータを取得することが可能である。例えば、送信と受信が同一偏波による場合には、水平偏波と垂直偏波によるレーダー反射因子  $Z_{hh}$  (つまり  $Z$ )、 $Z_{vv}$ 、水平偏波と垂直偏波の差であるレーダー反射因子差  $Z_{DR}$ 、送信と受信が異なる偏波による場合の散乱の電力値の比  $LDR$ 、偏波の位相に関する情報である伝搬位相差変化率  $K_{DP}$  などがある。これらの偏波パラメータにより、氷粒子の形状や体積への影響との関連性を定性的に知ることができ、霰や雪片、氷晶などの粒子種類の判別に関する手法が提案されてきた。これらの粒子判別手法では、氷粒子の粒径分布や密度を仮定して計算された偏波パラメータにより、粒子判別の指標に有効とされるファジー理論にもとづき、メンバーシップ関数を決定した。一方で、中北ら (2009) は、レーダーとビデオゾンデの同期観測から、レーダーが走査しているところの実際の粒子種類の情報を用いて、メンバーシップを決定し、粒子の混在状況を判別する手法を提案した。

霰の定量的観測に対しても、複数のレーダーパラメータが得られる偏波レーダーを用いた霰の粒径分布推定が期待されている。霰の粒径分布がガンマ分布に従う場合、ガンマ分布パラメータは少なくとも 2 つ存在するからである。しかしながらレーダーを用いた霰の定量的

な観測については、前述のとおり霰の物質特性の複雑さゆえにまだ困難とされる。Bringi and Chandrasekar (2001) のように、霰を球と仮定した場合には、理論上、水平偏波と垂直偏波による散乱特性の違いは見られないことから、複数の偏波パラメータを使って粒径分布のパラメータを推定することはできない。

そこで本研究では、回転楕円体を想定し、レーダーの偏波パラメータを表現する。霰の平均的な形状を、ビデオゾンデにより取得し、直接観測から推定された霰の粒径分布とともに仮定の偏波パラメータを表現する。回転楕円体に対する霰の誘電率を密度を用いて置き換え、Bringi and Chandrasekar (2001) の用いた方法と同様に、レーダーと直接観測機器で得られた  $Z$  の照らし合わせにより霰の密度を推定する。またレーダーパラメータにもとづいた霰の粒径分布推定結果を検証し、霰の体積量および径に関する統計量の推定精度を検証する。

## 1.6 レーダーを用いた霰の定量的観測の検証の難しさ

レーダーで推定された霰の粒径分布や体積の検証には直接観測された霰のデータとの比較が必要である。上空の霰の直接観測においては、これまで航空機観測や、本研究で扱うようなバルーン装着型の機器を用いた観測があるが、それらの観測はサンプル数が不十分であり、その定量性は不明確であった。そのようなサンプル数の問題やレーダーと直接観測機器のサンプリングボリュームの違いにより、粒径分布や体積に誤差が生じてレーダーにもとづいた体積量推定の比較検証が難しいとされる。本研究では、地上付近の雨滴観測結果からビデオゾンデの定量性について統計的手法を用いて議論し、粒径分布を推定する。

## 1.7 本論文の構成

以上より、本論文の構成を以下にまとめるとともに、図 1.4 に本論文で扱う上空の霰の体積量推定の流れを示す。第 2 章では、レーダーパラメータの式の誘導を行う。第 3 章では、地上の雪片の観測データを用いたパラメトリックな粒径分布の推定手法について述べる。第 4 章では、地上付近の雨滴観測を通じて、ビデオゾンデの定量性の検討を統計的手法から述べる。第 5 章では、レーダーと直接観測機器、ビデオゾンデを用いた積乱雲上部の同期観測データを用いて、密度を考慮した仮定のレーダーパラメータを表現し、実際のレーダーパラメータとの比較から密度を推定する。またレーダーパラメータにもとづいた霰の粒径分布推定結果を検証し、体積量および径に関する統計量を推定する。

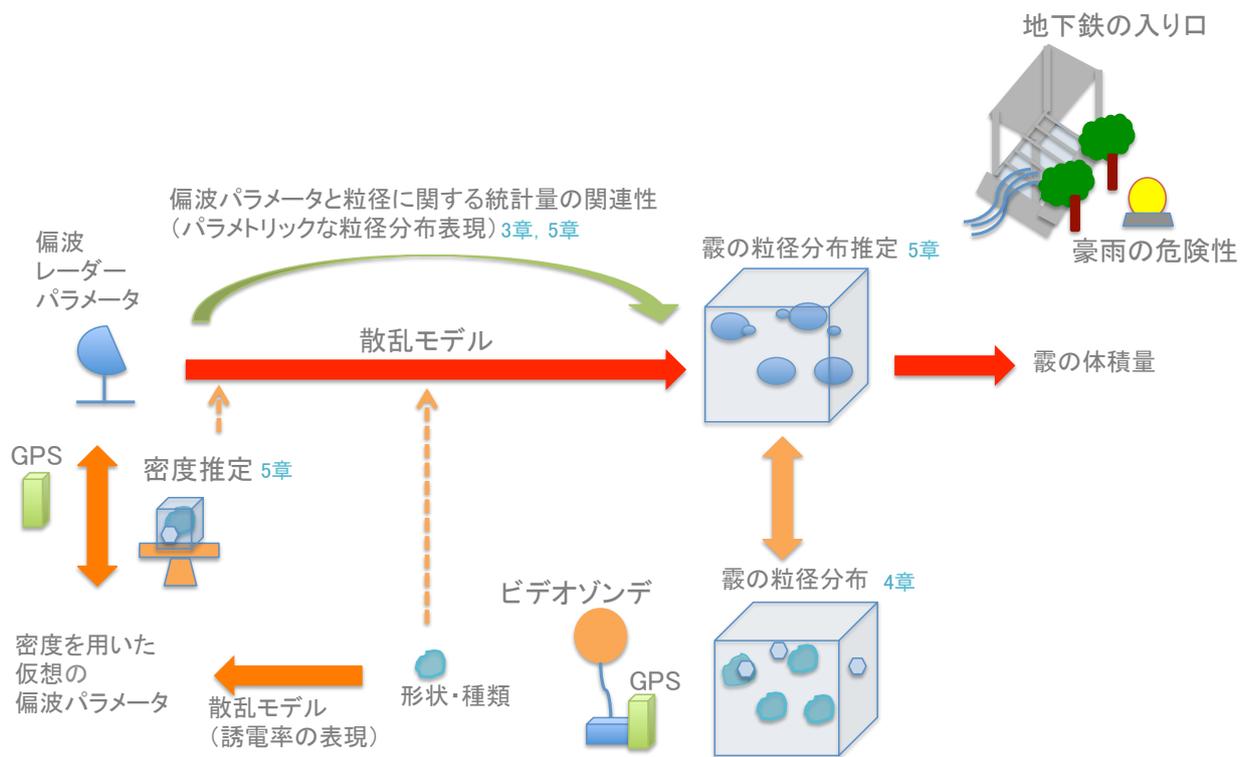


図 1.4: 本論文で取り扱う上空の霧の体積量推定の流れ

## 第2章 レーダーパラメータ

本章は深尾・浜津（2005），吉野（2002），Bringi and Chandrasekar（2001）にしたがって，レーダーパラメータ導出に必要なレーダー観測の原理について記述し，探査対象が球体の場合，回転楕円体の場合についてのレーダーパラメータについて記述する．また，レーダーデータを扱う場合に必要となる減衰についても記述する．

本章は以下のように構成される．

2.1節では，レーダーの基礎としてパルスレーダーに関する基本観測パラメータを導出する．

2.2節では，ランダムに配列している氷あるいは水からなる球形粒子によってレーダーに戻ってくる電力を表現する式を誘導する．

2.3節では，球体に対する散乱断面積とレーダーパラメータを導出する．

2.4節では，回転楕円体に対する散乱断面積とレーダーパラメータを導出する．

最後に，2.5節において電磁波の減衰について整理する．

### 2.1 パルスレーダーの基本観測パラメータ

レーダーで直接測定できるパラメータのうち，受信電力（received power）を使用することにより，雨，霧，雹，雪などの気象粒子の状態を把握する．レーダーから発信される電磁波は大気中を通過する際に気象粒子によって吸収と散乱を受けて減衰する．気象粒子の体積などを算出するときにはレーダーの標的となっている気象粒子の散乱断面積を表現する．

気象レーダーは，観測領域やレーダー諸元の設定を幅広く行えることから，パルスレーダー（pulse radar）の方式を取ることが多い．パルスレーダーは，一定時間ごとに送信信号をパルス的に送信するレーダーである．パルスが送信されてから受信されるまでの時間によって標的までの距離を知ることができる．

### 2.1.1 距離の測定

パルスレーダーでは、対象標的までの距離 (range)  $r$  は、レーダーから送信された電波が該当標的で後方散乱されて散乱信号 (echo) となり、アンテナで受信されるまでの時間  $t$  から

$$r = \frac{ct}{2} \quad (2.1)$$

によって求められる。ここで  $c$  は光速である。距離分解能  $\Delta r$  は、同一方向に位置する 2 個の標的を分離識別できる最小距離差で、送信パルス幅 (パルスが送信されている間の時間) を  $\tau$  とするとき

$$\Delta r = \frac{c\tau}{2} \quad (2.2)$$

となる。観測しようとする最大距離  $r_a$  は、送信されたパルスがその距離を往復するのに要する時間で決まり、パルス繰り返し時間 (pulse repetition time ; PRT) を  $T$  とするとき

$$r_a = \frac{cT}{2} \quad (2.3)$$

で与えられる。

### 2.1.2 方位角および仰角の測定

標的が存在する方向は、ビーム幅が狭く指向性の鋭いアンテナビームを用いて標的を捕らえたとき、受信電力が最大になる方位角および仰角として測定される。方位角および仰角の分解能は、同一距離にある 2 個の標的を分離識別できる最小角度差で、それぞれ概ね方位角および仰角方向のビーム幅 (beam width) に等しい。円形開口アンテナの場合、アンテナの水平面および垂直面ビーム幅 (それぞれ、 $\theta$ [rad]、 $\phi$ [rad]) は等しく、

$$\theta = \phi = \frac{1.27\lambda}{D_a} \quad (2.4)$$

で近似的に与えられる。 $D_a$  はアンテナ開口径 [m]、 $\lambda$  はレーダー波長 [m] である。

### 2.1.3 エコー強度 (あるいはレーダー反射因子) の算出

受信電力は、レーダーの受信機に入力される、標的からの後方散乱信号電力として得られる。次節のレーダー方程式をもとにして受信電力から所定距離の標的によるレーダー反射因子が算出される。

## 2.2 レーダー方程式

等方的に電磁波を発射しているアンテナを考える．電磁波はすべての方向に等しく広がり，距離  $r$  では半径  $r$  の球の単位面積あたりのパワーは， $P_t/4\pi r^2$  となる． $P_t$  は送信中の電力である．実際のレーダーでは，電力を狭いビームに集中されるために，指向性をもったアンテナが使われる．レーダービームの軸に沿う単位面積あたりのパワーと全方向へのパワーの比は，アンテナのゲイン  $G$  である．

距離  $r$  にある断面積  $A_t$  の物体に電磁波があたると，次式で与えられるパワー  $P_\sigma$  が遮断される．

$$P_\sigma = \frac{P_t G A_t}{4\pi r^2} \quad (2.5)$$

目標物体が全く電力を吸収しないとし，あらゆる方向に等方的に再び電力を放射すると，アンテナで受信される電力  $P_r$  は次式で与えられる．

$$P_r = \frac{P_t G A_t A_e}{(4\pi)^2 r^4} \quad (2.6)$$

$A_e$  はアンテナの有効断面積である．アンテナ理論によるとアンテナの有効断面積とゲインの間には， $G = 4\pi A_e / \lambda^2$  の関係が成り立つ． $\lambda$  は波長である．したがって，

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 A_t}{(4\pi)^3 r^4} \quad (2.7)$$

ここまでは物体が断面積  $A_t$  で等方的に散乱すると仮定してきた．実際には等方的に散乱する物体はない．ここで「後方散乱断面積」という「等方的に散乱されると受信機に実際に受信されるのに等しいパワーを反射する面積」で定義される関数  $\sigma$  を導入する．

散乱体が一つの場合，式 (2.7) は

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma_i}{(4\pi)^3 r^4} \quad (2.8)$$

となる．上式はレーダー方程式 (radar equation) と呼ばれる．この式は一般式であって，目標が航空機であろうが雨滴であろうが成立する．気象学の問題は，探査したい気象要素の  $\sigma_i$  の形を決定することである．式 (2.8) では  $\sigma_i$  は単一の散乱体の後方散乱断面積である．実際には，レーダービームは雨滴群を照射するので，その雨滴の数はレーダー装置のビーム幅とパルスの長さで決まる体積内の数となる．この場合，多数の雨滴からの反射電力を考える必要がある．ランダムに分布している散乱体からの後方散乱信号電力は，各信号の位相を考慮すると，各散乱体からの散乱信号の和で表される．お互いに相対的に運動している粒子群

のために，この信号はパルス毎に変動することが知られている．受信信号を独立な配列について平均すると

$$\bar{P}_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.9)$$

と表される．総和は任意の瞬間に受信機に散乱された全体積について実施される．

ここで，単位体積あたりの散乱断面積を次式で定義する．

$$\eta = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.10)$$

$\eta$  は全目標体積中の粒子の後方散乱断面積の和を全目標体積で割ったもので，単位体積あたりの反射量を示す．単位は通常， $[\text{cm}^2 \text{m}^{-3}]$ ，あるいは  $[\text{cm}^{-1}]$  である．散乱粒子の空間を問題とするときには，この  $\eta$  を位置の関数とすればよい．さらに，アンテナの指向特性を考慮に入れるために，ゲインを位置の関数とすると，上式の和は次の積分に変換できる．

$$P_r = \frac{P_t \lambda^2}{64\pi^3} \int_{V_0} \frac{G(r)^2 \eta(r)}{|r|^4} dv \quad (2.11)$$

ここで， $V_0$  は積分される空間の目標体積である．散乱粒子の空間分布を一様と見なせば  $\eta$  は積分の外に出る．

$$P_r = \frac{P_t \lambda^2}{64\pi^3} \int_{V_0} \frac{G(r)^2}{|r|^4} dv \times \eta \quad (2.12)$$

通常のパルスレーダーでは，目標体積はアンテナのビーム幅とパルス幅で決まる．またパルス幅は ms 程度だから十分遠方の目標体積内の距離の差は無視できる．さらにアンテナゲインは角度のみの関数だから体積積分は次のようになる．

$$P_r = \frac{P_t \lambda^2 \eta}{64\pi^3 r^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi G(\theta, \phi)^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.13)$$

この式で  $r^4$  の項が体積積分の結果  $r^2$  になることに注意する．アンテナから輻射された電磁波のエネルギーは距離の 2 乗に比例して減少する．散乱波もまた散乱点からの距離の 2 乗に反比例して減少するから，レーダーの場合反射波のエネルギーは距離の 4 乗に比例して減少する．しかし，散乱粒子が目標体積中に一様に分布する気象レーダーの場合には，距離の 2 乗に比例して目標体積が増加するため，距離の項が  $r^2$  となる．

もし粒子がビーム体積  $V_0$  (図 2.1) にわたって一様に分布しているとするとき，全後方散乱断面積は単位体積あたりの後方散乱に  $V_0$  をかけたもので表される． $V_0$  は近似的に

$$V_0 = \pi \left( r \frac{\theta}{2} \right) \left( r \frac{\phi}{2} \right) \frac{h}{2} \quad (2.14)$$

と表され、 $\theta$ 、 $\phi$  は水平、垂直ビーム幅である。  $h$  は  $2\Delta r$  である。照射される体積を計算するには、 $h$  ではなく  $h/2$  の長さを用いていることに注意しなければならない。式 (2.12) に代入すると、

$$\bar{P}_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \theta \phi h}{512 \pi^2 r^2} \sum_{vol} \sigma_i \quad (2.15)$$

が得られる。式 (2.15) の誘導には半値幅の間のレーダービームにわたって、単位面積あたりの送信電力が同じ値をもっていることが仮定されている。実際には、送信電力はビーム軸上で最大となり、ビーム幅の半分に相当する角度で最大値の半分に減少するので、この仮定は成立しない。式 (2.15) を実験で確かめた結果では、既知の  $\sum_{i=1}^n \sigma_i$  に対して計算された  $P_r$  は常に大きくなった。

Probert-Jones (1962) は、この違いを説明することに成功した。円形断面のパラボラアンテナで、主ローブ内の単位面積の電力がガウス関数で表されると仮定した。ビーム中心から角度  $\theta$  だけ離れた点でのアンテナゲインを  $G_\theta$  とすると、 $G_\theta$  はビーム中心方向のゲイン  $G_0$  に対して指数関数  $f_a$  を用いて近似的に

$$G_\theta = f_a G_0 \quad (2.16)$$

と表せる。ここで、

$$f_a = \exp \left\{ - \left( \frac{\theta}{\theta_h} \right)^2 \ln 2 \right\} \quad (2.17)$$

である。 $\theta_h$  はゲインが  $G_0/2$  となる角で半値幅と呼ばれ、ビーム幅は通常  $2\theta_h = \theta_0$  で定義する。

受信電力をビーム幅と送信パルス幅の空間長さ  $h$  の  $1/2$  で囲まれる体積について積分すると、平均受信電力が求まる。全ビームが目標で遮断されるとき、ビームパターンを考慮すると、円形パラボラに対して  $\theta = \phi$  であることから

$$\bar{P}_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \theta_0^2 h}{512 (2 \ln 2) \pi^2 r^2} \sum_{vol} \sigma_i \quad (2.18)$$

となる。

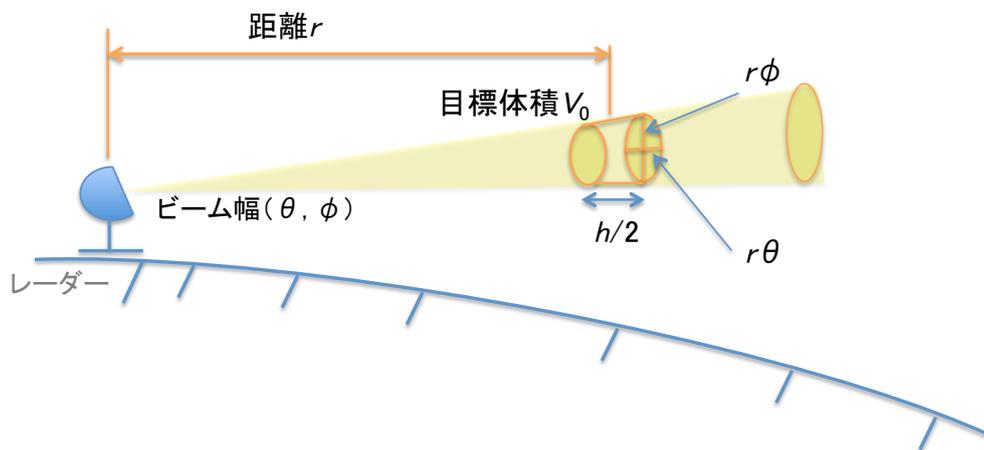


図 2.1: ビーム体積の概念図

## 2.3 球体の散乱断面積

雨や雪の体積などの物理量を求めるときには，探査対象の気象粒子の散乱断面積， $\sigma_i$  を表現することにある．水滴などの誘電体に平面波が入射すると，入射電力の一部は散乱体に吸収され，その他の電力はあらゆる方向に散乱される．この吸収電力  $P_a$  と入射電力密度  $S_i$  との比を吸収断面積（absorption cross section） $Q_a$ ，散乱波の全電力  $P_s$  と  $S_i$  との比を全散乱断面積（total scattering cross section） $Q_s$  という．散乱断面積と吸収断面積の和を全断面積（total cross section） $Q_t$  という．

いま，図 2.2 に示すように，散乱体を中心に極座標を仮定し，距離  $R$  における  $(\theta, \phi)$  方向の散乱波の電力密度を  $S_s(\theta, \phi)$  とすると，

$$P_s = \int S_s(\theta, \phi) R^2 d\Omega \quad (2.19)$$

と書ける． $d\Omega$  は微小立体角である．一般に，あらゆる方向にどのような強さで散乱するかを表す量として，微分散乱断面積  $dQ_s/d\Omega$  がある．単位立体角内に散乱される電力  $R^2 S_s(\theta, \phi)$  と  $S_i$  との比で定義される．レーダー散乱断面積  $\sigma$  は，この微分散乱断面積の  $4\pi$  倍，すなわち，

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{S_s(\theta, \phi)}{S_i} \quad (2.20)$$

で定義される．特に入射方向に戻る場合 ( $\theta = \pi$ ) を後方散乱断面積という．

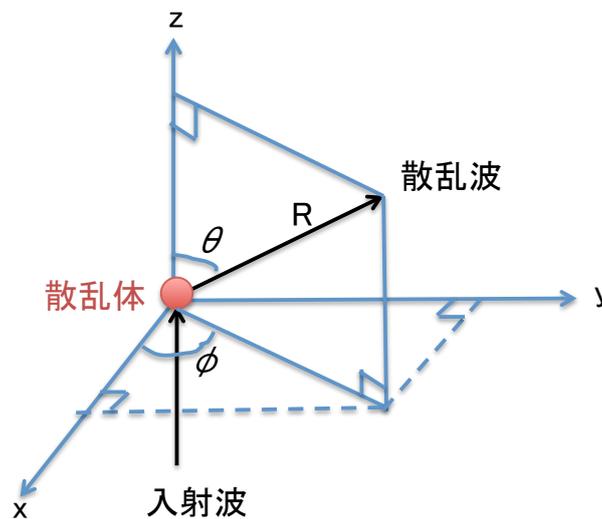


図 2.2: 散乱角

大気中にある直径  $D$  の球形粒子に電磁波があつたときの後方散乱断面積  $\sigma_M$  は、ミー散乱の理論により、

$$\sigma_M = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2 \quad (2.21)$$

$$a_n = \frac{j_n(n\rho) (\rho j_n(\rho))' - j_n(\rho) (n\rho j_n(n\rho))'}{j_n(n\rho) (\rho h_n(\rho))' - h_n(\rho) (n\rho j_n(n\rho))'} \quad (2.22)$$

$$b_n = \frac{n^2(n\rho) (\rho j_n(\rho))' - j_n(\rho) (n\rho j_n(n\rho))'}{n^2(n\rho) (\rho h_n(\rho))' - h_n(\rho) (n\rho j_n(n\rho))'} \quad (2.23)$$

で与えられる。  $\lambda$  は波長、  $a_n, b_n$  は散乱波を球座標の固有ベクトル波動関数に展開したときの展開係数、  $j_n$  は球ベッセル関数、  $n$  は複素屈折率、  $\rho = 2\pi a/\lambda$  である。

この式は  $\rho \ll 1$  の条件ではレイリー散乱と同様な振舞いをする。しかし  $\rho > 1$  のときには、  $a$  の増大につれて  $\pi a^2$  の曲線を中心に振動しながらその曲線に収束する。つまり散乱の断面積は、散乱体の幾何学的面積に比例するようになる。これがレイリー散乱とミー散乱の大きな違いとなる（図 2.3）。

気象レーダーにとって重要なレーダー反射因子はレイリー散乱によって得られる散乱断面積をもとに導かれている。散乱の断面積には単位面積あたりの入射エネルギーと散乱されるエネルギーの比で定義される。レーダーには後方散乱が用いられる。粒子の直径と波長の間に  $\rho (= 2\pi a/\lambda) \ll 1$  の関係が成立するとき、誘電体の球に発生する双極子モーメントの分極率  $\alpha_x$  を用いて次式で表現される。

$$\sigma_b = 4\pi \left\{ \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi} \right\}^2 |\alpha_x|^2 \quad (2.24)$$

散乱体の誘電率  $\varepsilon_1$ 、大気の誘電率（真空中の誘電体に等しいとみなす）  $\varepsilon_0$  とすると  $\alpha_x$  は

$$\alpha_x = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \varepsilon_1} \varepsilon_0 \quad (2.25)$$

で表現される。  $a$  は球の半径である。式 (2.24) に代入すると

$$\sigma_b = 4\pi \left\{ \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi} \right\}^2 \left| 4\pi a^3 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \varepsilon_1} \varepsilon_0 \right|^2 = 4\pi a^6 \varepsilon_0^2 \mu_0^2 \omega^4 \left| \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \varepsilon_1} \right|^2 \quad (2.26)$$

$\varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 = k^2 = (2\pi/\lambda)^2$  だから

$$\sigma_b = \frac{64\pi^5 a^6}{\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \varepsilon_1} \right|^2 = \frac{\pi^5 D^6}{\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{2\varepsilon_0 + \varepsilon_1} \right|^2 \quad (2.27)$$

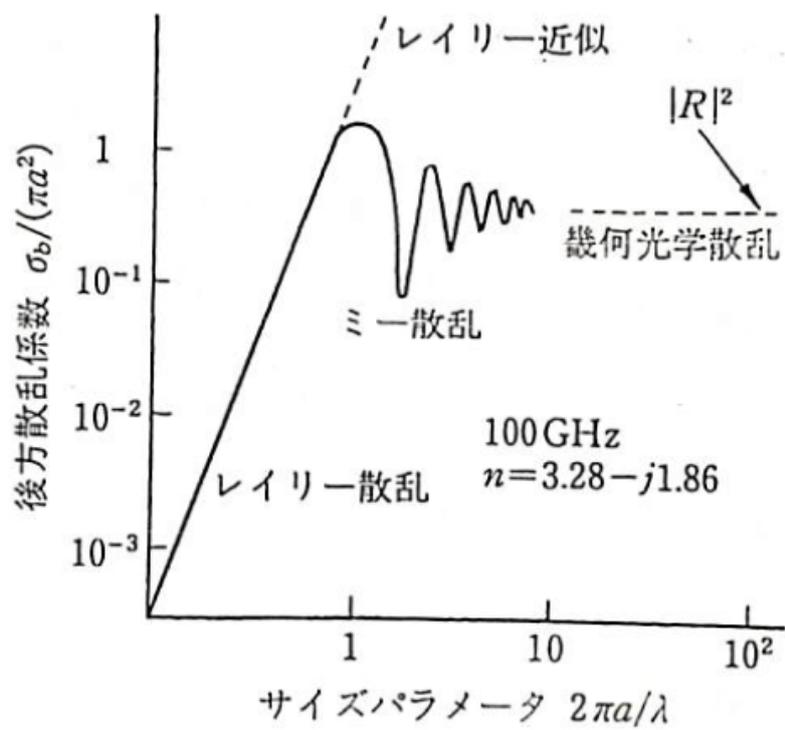


図 2.3: 球状粒子の後方散乱係数とサイズパラメータの関係

$D$  は球の直径である．これがレイリー散乱によって得られる後方散乱の断面積である．後方散乱の断面積は  $1/\lambda^4$  に比例し，直径の 6 乗に比例する．

レイリー散乱は，空間的に一様な一次電界中の散乱体に発生する双極子の大きさをもとに散乱波を求める．このため散乱体の大きさが一次電界の波長程度になったときには，この一様な一次電界の仮定は成立せず，実際の散乱波との差が大きくなる．散乱体の大きさが一次電界の波長程度の場合まで散乱断面積を求めるためには，ミー散乱による計算を行う必要がある．

### 2.3.1 球体のレーダー反射因子

目標空間内にはいろいろな直径の粒子が存在するから，単位体積当たりの散乱の断面積は，式 (2.10) を単位空間当たりの粒径分布関数  $N(D)$  を用いて次の積分に変換する．

$$\eta = \int_0^{\infty} \sigma_b(D) \cdot N(D) dD \quad (2.28)$$

散乱断面積  $\sigma_b$  に式 (2.27) を代入すると次の式となる．

$$\eta = \frac{\pi^5}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \int_0^{\infty} D^6 \cdot N(D) dD \quad (2.29)$$

ここに， $n^2 = \varepsilon_1/\varepsilon_0$  で，複素屈折率を表す．この積分の部分は目標体積内の含水量と密接に関係する．降雨強度を求めるためには，この  $\eta$  よりも積分の項目の方が重要である．この積分値がレーダー反射因子と呼ばれる量である．

$$Z = \int_0^{\infty} D^6 \cdot N(D) dD \quad (2.30)$$

レイリー散乱以外の方法で散乱の断面積を計算した場合には， $\eta$  と  $Z$  の関係に注意が必要である．その場合，レーダー反射因子  $Z$  は次式で計算される．

$$Z = \frac{\lambda^4}{\pi^5} \left| \frac{n^2 + 2}{n^2 - 1} \right|^2 \int_0^{\infty} \sigma_b \cdot N(D) dD \quad (2.31)$$

### 2.3.2 有効レーダー反射因子

散乱断面積がレイリー散乱による場合，受信電力とレーダー反射因子の関係は次のようになる．

$$\bar{P}_r = \frac{C|K|^2 Z}{r^2} \quad (2.32)$$

ここに

$$C = \frac{\pi^3 P_t G^2 h \theta_0^2}{512 (2 \ln 2) \lambda^2} \quad (2.33)$$

$$|K|^2 = \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \quad (2.34)$$

$C$  はレーダー定数である。散乱体が波長  $\lambda$  に比べ小さな雨滴であれば、 $P_r$  と  $r$  の測定値から  $Z$  が求められ、したがって、単位体積中の  $\sum D_i^6$  がわかる。多くの場合、レイリー散乱が満たされないか、この条件が満足されるかどうかわからないことがある。このような場合、

$$\bar{P}_r = \frac{C |K|^2 Z_e}{r^2} \quad (2.35)$$

とするほうが適切である。ここに  $Z_e$  は有効レーダー反射因子である。この  $Z_e$  はレーダー反射因子の項で次のように表現される。

$$\eta = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 Z_e \quad (2.36)$$

これから、

$$Z_e = \frac{\lambda^4 \eta}{\pi^5 |K|^2} \quad (2.37)$$

が得られる。 $Z_e$  を計算するには、通常、水に対する  $|K|^2$  値、つまり  $|K_w|^2 = 0.93$  を用いる。

## 2.4 回転楕円体に対する散乱

楕円体からの散乱と球からの散乱の違いは、球の場合は一次電界によって誘起される双極子モーメントの大きさはその方向によらないが、楕円体の場合には一次電界の向きによって双極子モーメントの大きさが変化することにある。

### 2.4.1 回転楕円体からの散乱断面積

回転楕円体を仮定したときの散乱断面積について説明する。楕円体の軸に沿うダイポールモーメントの成分は各軸に沿う入射電界の成分でそれぞれ独立に励起される。楕円体の式を

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (2.38)$$

とすると、楕円体の分極率  $\alpha$  は次式で与えられる。

$$\alpha_j = \frac{4}{3}\pi abc \frac{\epsilon_r - 1}{1 + A_j(\epsilon_r - 1)} \quad (2.39)$$

ただし、 $|j = x, y, z|$  である。 $A_j$  は反分極ファクター、 $\epsilon_r = \epsilon_1/\epsilon_0$  は比誘電率を示す。 $x$  に対しては

$$A_x = \lambda_z \quad (2.40)$$

ただし

$$\lambda_z = \frac{1 + f^2}{f^2} \left( \frac{1}{f} \tan^{-1} f \right) \quad (2.41)$$

となり、

$$f^2 = \left| 1 - (b/a)^2 \right| \quad (2.42)$$

$a < b = c$  (扁球面) である (図 2.4)。 $x$  に垂直な方向  $y$  に関しては、

$$A_y = (1 - \lambda_z)/2 \quad (2.43)$$

となる。いま電界の向きが  $x$  軸を向く場合は、 $\alpha_x$  が垂直偏波に対応すると見なせる。逆に水平偏波の場合を求めるときには、 $\alpha_y$  に代えればよい。

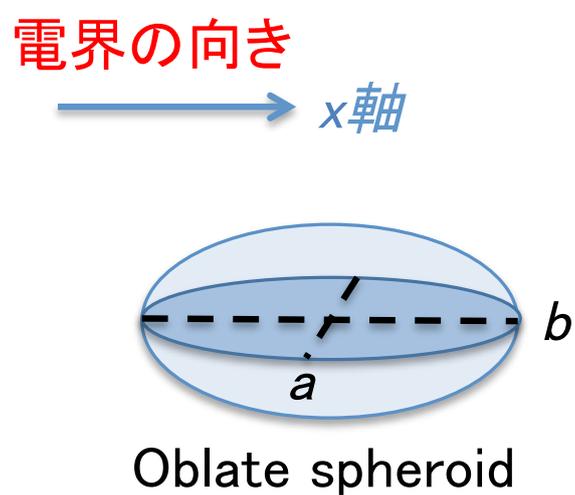


図 2.4: 扁球面

$A_x = A_v$ ,  $A_y = A_h$  としておのこの偏波の場合の後方散乱の断面積を求める．レイリー散乱の後方断面積を表す式に上述の  $\alpha_j$  を代入して

$$\sigma_{bj} = 4\pi \left( \frac{\varepsilon_0 \mu_0 \omega^2}{4\pi} \right)^2 \left( \frac{4}{3} \pi ab^2 \right)^2 \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + A_j(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \quad (2.44)$$

ただし, ( $j = h, v$ ) である． $\varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 = k^2 = (2\pi/\lambda)^2$  なので

$$\sigma_{bj} = \frac{64\pi^5}{9\lambda^4} (ab^2)^2 \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + A_j(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \quad (2.45)$$

ここで,  $ab^2 = (D_e/2)^3$  ( $D_e$ : 等価直径) とすると次式を得る．

$$\sigma_{bj} = \frac{\pi^5 D_e^6}{9\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + A_j(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \quad (j = h, v) \quad (2.46)$$

ここで求めた散乱の断面積は, レーダー反射因子などの計算の基本となる量である．

### 2.4.2 回転楕円体からのレーダー反射因子

回転楕円体を標的としたとき,  $j$  軸方向に対するレーダー反射因子に上述の  $\alpha_j$  を代入してまとめる．

$$\begin{aligned} Z_{jj} &= \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|^2} \int \sigma_{bj} \cdot N(D_e) dD_e \\ Z_{jj} &= \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|^2} \frac{\pi^5}{9\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + A_j(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \int D_e^6 N(D_e) dD_e \quad (j = h, v) \end{aligned} \quad (2.47)$$

ただし,  $D_e$  は回転楕円体と体積が等しい球の直径を表す．水平偏波, 垂直偏波に対するレーダー反射因子  $Z_{hh}$ ,  $Z_{vv}$  は以下ようになる．

$$Z_{hh} = \frac{1}{9|K_w|^2} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \int D_e^6 N(D_e) dD_e \quad (2.48)$$

$$Z_{vv} = \frac{1}{9|K_w|^2} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + \lambda_z(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \int D_e^6 N(D_e) dD_e \quad (2.49)$$

ここで,  $|K_{p-h}|^2$  および  $|K_{p-v}|^2$  は, 回転楕円体の粒子に対する  $|K|^2$  値とすると

$$\begin{aligned} |K_{p-h}|^2 &= \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\varepsilon_r - 1)} \right|^2, \\ |K_{p-v}|^2 &= \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + \lambda_z(\varepsilon_r - 1)} \right|^2 \end{aligned} \quad (2.50)$$

のとき次式のようになる．

$$Z_{hh} = \frac{|K_{p-h}|^2}{9|K_w|^2} \int D_e^6 N(D_e) dD_e \quad (2.51)$$

$$Z_{vv} = \frac{|K_{p-v}|^2}{9|K_w|^2} \int D_e^6 N(D_e) dD_e \quad (2.52)$$

## 2.4.3 回転楕円体に対する伝搬位相差変化率

これまで議論してきたレーダー反射因子は散乱体積内の降水粒子による後方散乱に関するものである。一方、レーダーと散乱体積の間では、電波伝搬によって位相変化が生じる。水平偏波、垂直偏波のそれぞれについてレーダーと対象標の間の往復の位相変化を  $\phi_{hh}$ 、 $\phi_{vv}$  とするとき、等方性散乱標の場合  $\phi_{hh}$  と  $\phi_{vv}$  がほぼ等しく、また非等方性散乱標の場合には両者は異なる値をとる。粒径の大きい雨滴のような扁平粒子では、水平偏波による位相遅れが垂直偏波の場合に比べて大きくなるため、単位距離あたりでは  $\phi_{hh} > \phi_{vv}$  となる。両者の差

$$\phi_{DP} = \phi_{hh} - \phi_{vv} \quad (2.53)$$

を偏波間位相差と呼ぶ。

$\phi_{DP}$  の距離に対する変化率が伝搬位相差変化率  $K_{DP}$  である。大気のような均質媒体中でレーダー電波が伝搬する場合、 $K_{DP}$  は伝搬経路上の 2 点間 ( $r1$ ,  $r2$ ) を往復する間に生じる偏波間位相差  $\phi_{DP}$  の単位距離あたりの差として

$$K_{DP} = \frac{\phi_{DP}(r2) - \phi_{DP}(r1)}{2(r2 - r1)} \quad (2.54)$$

で与えられる (Doviak and Zrnice 1993)。 $K_{DP}$  はレーダー反射因子  $Z$  と異なり受信信号の振幅に左右されないという特徴をもつ。したがって途中経路上での電波の減衰によって定量性が損なわれることがないことから、 $Z$  などの反射因子の減衰を補正するものとして有効である (次節で説明)。

降水粒子が水平偏波により大きく影響を受けるとき、すなわち扁平粒子が支配的な場合は  $K_{DP} > 0$ 、逆の場合は  $K_{DP} < 0$  となる、雨滴に対する  $K_{DP}$  は 0~10 の値をとるとされるが、乾いた霰に対してはその形状は球体に近いことから、 $K_{DP}$  は -0.5 から ~0.5 の値をとるとされる (Doviak and Zrnice 1993)。

本研究では、回転楕円体の長軸がレーダービームに対して水平方向に向けた状態の粒子の落下姿勢を想定する。つまり、 $K_{DP} > 0$  のときについて取り上げる。

粒径分布  $N(D)$  と前方へ散乱される電波のベクトル振幅  $\vec{f}(r, D)$  を用いれば、 $K_{DP}$  は

$$K_{DP} = \frac{2\pi}{k} \int N(D) \text{Re}[\hat{h} \cdot \vec{f}(r, D) - \hat{v} \cdot \vec{f}(r, D)] dD \quad (2.55)$$

で表される (Bringi and Chandrasekar 2001)。ここで  $\hat{h}$  および  $\hat{v}$  はそれぞれ水平偏波および垂直偏波の単位ベクトルである。レイリー散乱のとき、前方散乱のベクトル振幅は

$$\hat{h} \cdot \vec{f}(r, D) = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} \alpha_y \quad (2.56)$$

$$\hat{v} \cdot \vec{f}(r, D) = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} \alpha_x \quad (2.57)$$

のように表現されるので， $K_{\text{DP}}$  は

$$K_{\text{DP}} = \frac{k}{2\epsilon_0} \int N(D) \text{Re}[\alpha_y - \alpha_x] dD \quad (2.58)$$

と置き換えられる． $D$  を，回転楕円体の長軸，短軸から算出される回転楕円体の体積と同等の球の体積の直径  $D_e$  に置き換える．さらに，水平偏波および垂直偏波に対する分極率  $\alpha_y$ ， $\alpha_x$  は式 (2.40) (2.44) を用いると

$$K_{\text{DP}} = \frac{\pi k}{12} \int D_e^3 N(D_e) \text{Re} \left[ \frac{\epsilon_r - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\epsilon_r - 1)} - \frac{\epsilon_r - 1}{1 + \lambda_z(\epsilon_r - 1)} \right] dD_e \quad (2.59)$$

$\text{Re}$  は実部を表す． $K_{\text{DP}}$  は，粒子の縦横比にも依存するだけでなく，粒子の体積に比例することがわかる．

式 (2.51) (2.52) を用いて置き換えると

$$K_{\text{DP}} = \frac{\pi k}{12} \int D_e^3 N(D_e) \text{Re} [|K_{p_h}| - |K_{p_v}|] dD_e \quad (2.60)$$

となる．

## 2.5 減衰

電磁波が受ける減衰は散乱および吸収によるものである．大気ガスは単に吸収体として作用する．雲の粒子や小さな雨滴，そして大きな雪片や雨滴では散乱と吸収による減衰を考慮する必要がある．減衰の度合いは電磁波の波長や気温，気象粒子の分布によって影響を受ける．3cm 以上の波長では，大気ガスによる減衰は小さく，通常は無視されるが，雲や降雨の減衰は 10cm 以下の波長では減衰を考慮する必要がある．したがって本研究で扱う C バンド偏波レーダーにおいては，減衰補正を行う必要がある．

減衰係数  $K_r$  は単位距離あたりの減衰量 [ $\text{dB km}^{-1}$ ] として定義される．降水における  $K_r$  は粒径分布  $N(D)[\text{m}^{-4}]$  と全断面積  $Q_t[\text{m}^2]$  の積を全粒径において積分したものに比例する．実際の減衰係数を求める計算では粒径分布が含まれるため粒径分布を求めることと同時に減衰係数  $K_r$  を求めることは容易ではない．

水平偏波によるレーダー反射因子における降雨の減衰を  $A_h[\text{dB km}^{-1}]$  とすると，

$$A_h = aZ_{hh}^b \quad (2.61)$$

の関係があることが知られている．ここで  $Z_{hh}[\text{mm}^6\text{m}^{-3}]$  である．ガンマ分布を仮定した粒径分布の下では，係数  $b$  は周波数に対してほぼ一定となるが， $a$  は気温や雨滴の分布によって左右される．一方， $A_h$  は  $K_{DP}$  を用いて，

$$A_h(r) = \alpha K_{DP}(r) \quad (2.62)$$

と表現される． $\alpha$  が明らかになれば  $K_{DP}$  から  $A_h$  が求まることがわかる．しかし， $\alpha$  は気温，軸比，粒径の関数に依存している．Bringi and Chandrasekar (2001) によると， $\alpha$  の変動を表現する方法（セルフコンシステント法）として， $\alpha$  に一定値を与えるのではなく，予め変動可能な値の幅を設定し，ビーム毎の最適な一定の  $\alpha$  を計算する方法がある．Nakakita *et al.* (2008) は，セルフコンシステント法を改良し，ビーム内でも  $\alpha$  を変化させるようにして  $A_h$  を求めた．本研究においては，Nakakita *et al.* (2008) の方法を用いて降雨の減衰を行う．

# 第3章 パラメトリックな粒径分布推定手法の提案

本章では, Ogawa *et al.* (2015) にしたがって光学式ディストロメータによる雪片の観測から, パラメトリックな粒径分布の推定手法を提案する.

## 3.1 背景

雪片を用いたパラメトリックな粒径分布は, レーダー気象学および雲物理に関する基本的な物理量を定量的に表現することができる. それらの粒径分布パラメータは, 雪片の粒径分布の特徴を定量的に表現するだけでなく, 降雪強度 ( $R$ ) を解析的に算出することが可能である. また, パラメトリックな粒径分布は, ノンパラメトリックな粒径分布に比べて, 外れ値の影響を受けにくい.

雪片を用いたパラメトリックな粒径分布の初期研究として, Gunn and Marshall (1958) は 紙法を用いて地上の雪片の観測を行い, 20 の雪片粒径分布を解析した. Gunn and Marshall (1958) は, 雪片が融解したときの直径  $D$  を測定し,  $D = 1\text{mm}$  以上において平均された雪片粒径分布は, Marshall and Palmer (1948) の雨滴粒径分布,  $N(D) = N_0 D \exp(-\Lambda D)$  によく合っているとした.  $N_0$ ,  $\Lambda$  はそれぞれ粒径分布の切片, 傾きパラメータである. Ulbrich (1983) はガンマ分布,  $N(D) = N_0 D^\mu \exp(-\Lambda D)$  を提案した.  $\mu$  は粒径分布の形状パラメータである. ガンマ分布は3つのパラメータで表現され, 指数分布である Marshall and Palmer (1948) の式の一般的な形態を示す.

パラメトリックな雪片粒径分布への理解を深めることは, 雲物理の理解につながる. 航空機観測で測定された雪片の実直径は, ガンマ分布を用いてフィッティングされた. 得られたパラメータ  $N_0$  および  $\Lambda$  から, 複数の前線性の雲での雪片の凝集・衝突過程を説明した (Houze *et al.* 1979; Passarelli and Srivastava 1979). Lo and Passarelli (1982) においては, 一つの雲をラグランジェ的に追跡し, 同様に雪片の生成過程を説明した.

雪片の粒径分布パラメータによって, レーダーデータから  $R$  を推定することが可能である. 特に, 豪雪時において時間空間的に正確な  $R$  を得ることは重要である. これまで,  $R$  を

推定するためには、単位体積あたりの粒径の 6 乗値 ( $Z$ 、つまりレーダー反射因子) と  $R$  の関係が用いられてきた (例えば、Gunn and Marshall 1958 など)。しかしながら、レーダー反射因子 ( $Z$ ) は、主に雪片の形状や落下速度、密度などに依存することから、レーダーを用いた正確な  $R$  の推定には、地上検証が必要とされる (Fujiyoshi *et al.* 1990)。その後の研究では、レーダーにもとづいた  $R$  の推定手法によって、 $Z - R$  関係が決定された (Matrosov 1992, 1998)。Matrosov 1992, 1998 は、二波長レーダーを用いて雪片粒径分布を推定した。 $Z - R$  関係を決定するには、レーダーで推定された雪片粒径分布と地上で測定された雪片粒径分布を比較することが求められる。

ガンマ分布のパラメータを観測データから求めた研究がいくつかある中で (Brandes *et al.* 2007, Newman *et al.* 2009)。Vivekanandan *et al.* (2004) は、粒径分布の 2 次・4 次・6 次モーメントを用いて雨滴のガンマ分布パラメータを推定した。一方で本研究においては、粒径分布の 3 次・6 次モーメントを用いた。 $Z$  は大きな粒径の粒子に影響することから、 $Z - R$  関係の地上検証および補正の際には、特に大きい雪片の粒径分布を正確に推定し、豪雪時の雪片の体積 ( $W$ ) の過小評価を防ぐためである。

本章では、光学式ディストロメータによって得られた雪片に関する 3 つの物理量、雪片体積の 50, 99 パーセンタイルに相当する粒径 ( $D_{50}$ ,  $D_{99}$ ) と粒径の 6 乗和 (つまりレーダー反射因子,  $Z$ ) を用いて、ガンマ分布の推定、検証を行った。最大粒径は雪片の成長の最終形態を示す重要な物理量である。 $D_{100}$  ではなく  $D_{99}$  を用いたことは、極端に大きな雪片を除き、推定された粒径分布パラメータによる体積の誤差が大きくなるのを防ぐためである。

## 3.2 観測

Parsivel を用いた地上の雪片観測は群馬県利根郡みなかみ町藤原 6152-1 水上高原ホテル 200 の屋上で行われた (図 3.1)。観測期間 2009 年 12 月 ~ 2010 年 3 月のうち、ノイズなどでデータにならなかったものを除くと 48 日分のデータが得られた。

Parsivel (図 3.2) は光学式のディストロメータとして SCINTEC 社 (ドイツ) が開発した光学式降雨検知システムである。波長 780nm のシート状のレーザービームを送信機から発信し、シートレーザービームを通過する雨や雪などの遮断率から粒径および落下速度を測定する (Löffler-Mang and Joss 2000)。具体的には、発信されたレーザービームの信号の最大振幅から体積と同等の粒子直径 ( $D$ ) が算出され、ビームの最大遮断面積と粒子の断面積の関係が得られる。粒子形状は、 $D < 1\text{mm}$  のときを球、 $D \geq 1\text{mm}$  のときを回転楕円体として仮定している。粒子の落下速度はその仮定された形状にもとづき、信号周期と粒子のサイズから得られる。観測範囲は、粒子直径が  $0 \sim 26\text{mm}$ 、落下速度が  $0 \sim 22.4\text{ms}^{-1}$  であり、それ

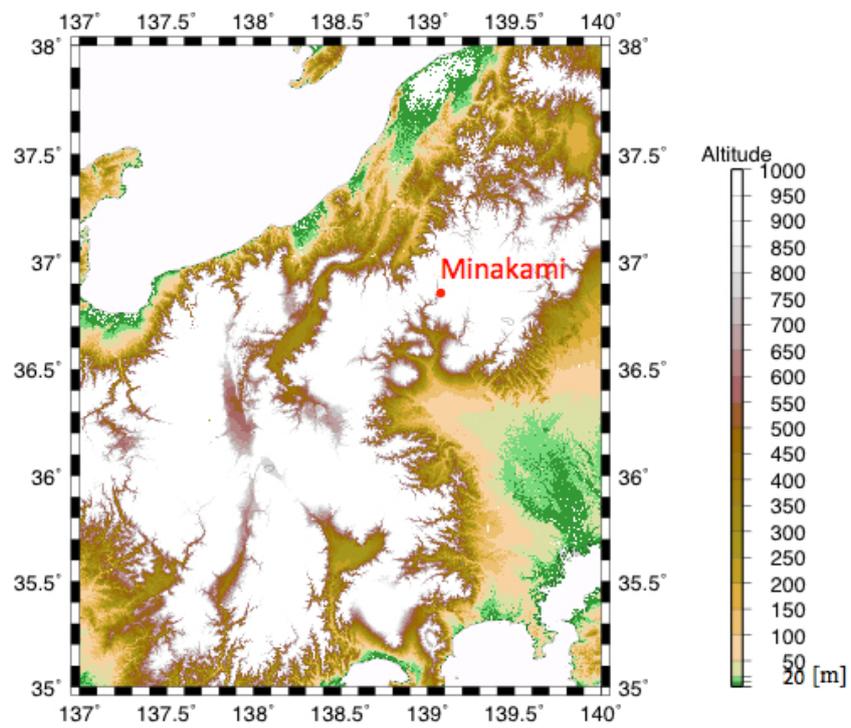


図 3.1: 観測場所

ぞれ 32 クラスに分類される．本論文で使用する粒径および落下速度は，そのクラスでの上端と下端の平均値を用いる．



図 3.2: Parsivel (画像手前)

Parsivel の観測は 1 分単位に集計される．本論文では 10 分間毎の雪片の粒径分布を解析した．

Parsivel によって観測された粒子は，6 つの降水タイプに分類される．本論文では，”snow” と分類された雪片のデータを扱う．Parsivel による降水タイプ (snow を除く) の分類には，少なくとも  $0.01\text{mmh}^{-1}$  の降水強度が必要であり，”snow” については，少なくとも，断面積の合計  $10\text{mm}^2$  が必要である．降水強度は Parsivel に内蔵された独自のプログラムによって自動的に算出される．また，決定された降水タイプは 60 秒間に集計された粒子個数に関係し，粒子の最低個数が粒子タイプ毎に定められている．”rain ”，”rimed or melting particles (ライミングによる粒子や融解している粒子など)”，”snow ”については 5 個，”graupel (霰)”は 10 個，”drizzle (霧雨)”は 20 個の粒子が少なくとも必要である．本論文では，10 分間で連続して ”snow ” と分類されたデータを扱う．

Parsivel で測定される粒径分布は次式に示すように観測粒子数から算出される．

$$N(l) = \sum_{i=1}^{32} \frac{n(i, l)}{s \cdot t \cdot v(i, l) \cdot wid(l)} \quad (3.1)$$

ここでは粒径分布  $N(l)[\text{mm}^{-1}\text{m}^{-3}]$ ,  $n(i, l)$  は粒子個数,  $s$  は断面積  $[\text{m}^2]$ ,  $v(i, l)$  は落下速度  $[\text{ms}^{-1}]$ ,  $t[\text{s}]$  は測定時間,  $wid(l)[\text{mm}]$  は粒径幅である. 断面積については, シート状レーザービームの幅が  $27\text{mm}$ , 長さが  $180\text{mm}$  (厚さが  $1\text{mm}$ ) なので,  $0.00486\text{m}^2$  となる. 上式を用いて粒径分布が算出される.

### 3.3 方法

本論文では, Parsivel で測定された雪片がガンマ分布 (Ulbrich 1983) に従うとする. ここで, 降水のさまざまな物理量を示す際に便利な粒径分布に関する表現として, 高次モーメントがある. 粒径分布  $N(D)$  の  $n$  次モーメントは, ガンマ分布を用いると次式のようなになる (Doviak and Zrnić 1993).

$$m_n = \int_0^{\infty} N_0 D^{\mu+n} \exp(-\Lambda D) dD = N_0 \frac{\Gamma(\mu+n+1)}{\Lambda^{\mu+n+1}} \quad (3.2)$$

ここで,  $\Gamma(\mu+n+1) = (\mu+n)!$  である.  $\Gamma$  は完全ガンマ関数であり,  $n$  は整数となる. Sekhon and Srivastava (1971) によると, 積分の範囲において,  $D_{\min} = 0$  と  $D_{\max} = \infty$  による誤差は無視できるとされる. このとき, 雪片の体積および  $Z$  はそれぞれ,  $W = (\pi/6)m_3$ ,  $Z = m_6$  で表現できる.

#### 3.3.1 粒径分布の形状および傾きパラメータの決定

本章で提案する粒径分布推定手法は雪片体積の分位数に相当する粒径を用いる. この手法を分位数法 (Quantile method) とする.

粒径分布の形状および傾きパラメータ, つまり  $\mu$  と  $\Lambda$   $[\text{mm}^{-1}]$  を推定するため, 本論文では,  $W$  の 50% および 99% に関する式を導入する.

$$\frac{\Lambda^{\mu+4}}{\Gamma(\mu+4)} \int_0^{D_{50}} D^{\mu+3} \exp(-\Lambda D) dD = 0.50 \quad (3.3)$$

$$\frac{\Lambda^{\mu+4}}{\Gamma(\mu+4)} \int_0^{D_{99}} D^{\mu+3} \exp(-\Lambda D) dD = 0.99 \quad (3.4)$$

$D_{50}$  および  $D_{99}$  は上の二式によってそれぞれ定義され, Parsivel の観測で得られた  $N(l)$  によって算出される. 本論文では, 上式の積分区間 0 から  $D_{50}$  と, 0 から  $D_{99}$  による積分値から, 数値的な最適化を施すことで  $\mu$  と  $\Lambda$  のパラメータを決定づける. まず, 上式の  $m_3$  の部分については  $D_{\min} = 0$  および  $D_{\max} = \infty$  とし, 積分部分においては  $D_{\min} = 0$  と仮定して式

の展開を単純化する． $D_{50}$  と  $D_{99}$  の差が大きいものが，雪片粒径分布の傾き・形状パラメータの安定した推定結果につながる．

本論文では，式 (3.3) および (3.4) の  $\mu$  を  $-3$  から  $3$  までの整数値と仮定する (Vivekanandan *et al.* 2004 は  $\mu$  を  $0, 2, 4$  の整数値とした)．このとき最適な  $\mu$  は，式 (3.3) (3.4) からそれぞれ算出された 2 つの  $\Lambda$  ( $\Lambda_1, \Lambda_2$  とする) の差によって決定される．7 個の  $\mu$  の整数値から算出された  $\Lambda_1$  と  $\Lambda_2$  の差分が 7 個得られる． $\mu$  および  $\Lambda$  を決定するとき， $\Delta\Lambda = |\Lambda_1 - \Lambda_2|$  を指標とする． $\Delta\Lambda$  が最小値をとるときを決定された  $\mu$  とする． $\mu$  が決定されれば， $\Lambda_1$  と  $\Lambda_2$  の平均値から  $\Lambda$  が決定される．

### 3.3.2 粒径分布の切片パラメータの決定

切片パラメータ， $N_0$  [ $\text{mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ ] は  $Z$  から算出される． $Z$  は  $m_6$  によって表現される．

$$\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^6 N(D) dD = N_0 \frac{\Gamma(\mu + 7)}{\Lambda^{\mu+7}} \quad (3.5)$$

左辺は観測値を用いて算出された  $N(l)$  を代入して得られる． $N(l)$  は式 (3.1) から算出される．右辺は推定されたパラメータ  $\mu$  と  $\Lambda$  で表現できる．

## 3.4 結果と考察

### 3.4.1 雪片体積の相対誤差

ガンマ分布パラメータの推定結果について，雪片体積の観点から検証した．特に，雪片体積の過小推定を防ぐことが豪雪時の山間地域への立ち入り規制の強化につながり，本章での重要な点である．

全部で 48 日間の観測のうち，10 分間毎の雪片粒径分布が 636 個得られた．ただし 10 分間の雪片の観測個数が 30 個以上観測された場合とした． $\Delta\Lambda$  の最小値を 7 パターンの  $\Lambda_1$  と  $\Lambda_2$  から決定したとき， $\Lambda$  に対する  $\Delta\Lambda$  の比率，つまり  $\Delta\Lambda/\Lambda$  は 0.002 から 1.4 であった．

636 個の雪片粒径分布を用いて，推定された  $W$  を評価するために，雪片体積の相対誤差 (the relative error in the snowflake volume ;  $RE$ ) を用いた．つまり  $RE$  は雪片体積の誤差の比率を表している．

$$RE = \frac{W_{\text{par}} - W_{\text{obs}}}{W_{\text{obs}}} \quad (3.6)$$

$W_{\text{obs}} [\text{mm}^3 \text{m}^{-3}]$  は Parsivel の観測データから直接算出された雪片体積を示す． $W_{\text{par}} [\text{mm}^3 \text{m}^{-3}]$  は，推定された雪片体積であり，3.3 節で述べた方法 (分位数法とする) によって算出される．図 3.3 は，雪片の個数と  $RE$  の関係を示す． $y$  軸が  $RE$  を示し， $x$  軸は 10 分間に観測された雪片の個数を示す ( $NZC$  については後述)． $RE$  の範囲は  $-0.12$  から  $2.53$  であった．

まず，全体的な傾向として，観測された雪片個数が少ないほど，雪片体積の誤差が大きい．

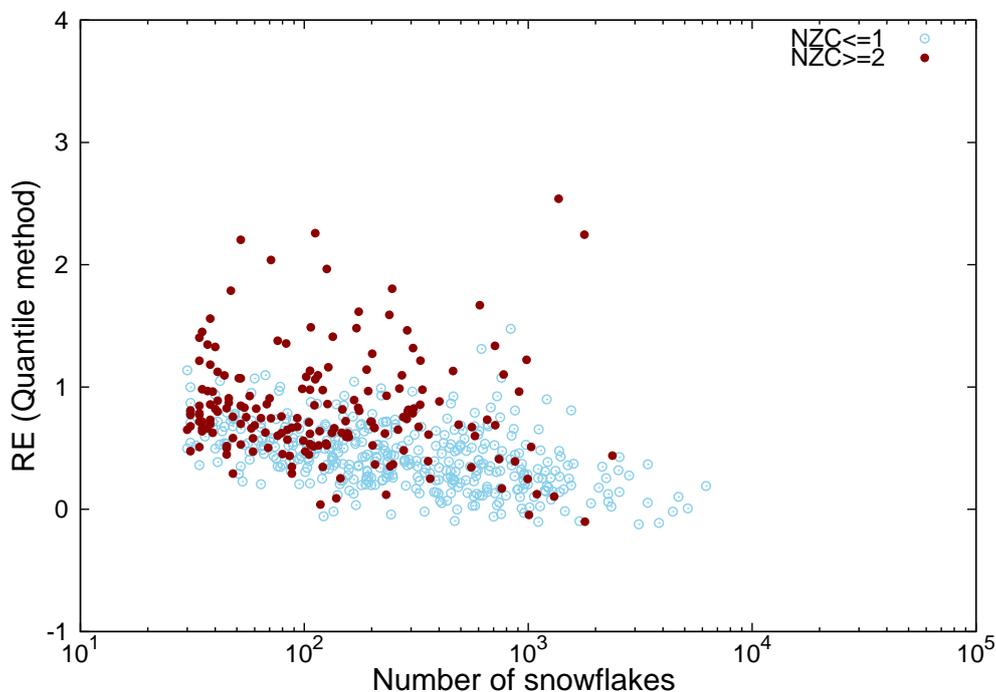


図 3.3: 分位数法を用いて得られた  $RE$  と 10 分毎の雪片個数の関係

次に，3 つのフィッティングの方法を用いて，体積の推定結果を比較した．

表 3.1 に 3 つの手法を用いたときの  $RE$  の範囲と平均値をまとめる．図 3.4 と図 3.5 に最小二乗法および Vivekanandan *et al.* (2004) を用いて算出された  $RE$  の値 (それぞれ， $RE_1$  および  $RE_v$  とする) と，雪片観測個数の結果を示す．

表 3.1 より，3 つの方法のうち，Vivekanandan *et al.* (2004) によるフィッティングの方法が体積の相対誤差  $RE$  の範囲が最も狭く， $RE$  の平均値も小さい．全体的に，Vivekanandan

表 3.1: 3つのフィッティングの方法を用いたときの  $RE$  の範囲と平均値

	$RE$ の最小値, 最大値	$RE$ の平均値
分位数法	-0.12, 2.53	0.554
最小二乗法	-0.26, $8.11 \times 10^8$	$1.397 \times 10^6$
Vivekanandan <i>et al.</i> 2004	-0.38, 0.57	0.076

*et al.* (2004) を用いてフィッティングを行ったときに雪片体積を最も良く推定できていることがわかった。

一方, Vivekanandan *et al.* (2004) よりも分位数法のほうが  $RE$  の絶対値が小さいとき (すなわち,  $|RE| < |RE_v|$ ), 21 個の粒径分布のサンプルが確認された。さらに, その 21 個のうち, 19 個のサンプルにおいては  $|RE| < 0.1$  であった。いくつかの事例においては, Vivekanandan *et al.* (2004) よりも分位数法のほうが高い精度で体積を推定できることが分かった。図 3.6a は, Vivekanandan *et al.* (2004) よりも分位数法のほうが雪片の体積誤差が小さい事例 ( $|RE| < |RE_v|$ ) のときに, 実際に分位数法と Vivekanandan *et al.* (2004) によって推定された雪片粒径分布, そして観測データから直接算出されたヒストグラムを表す。このとき  $RE = 0.007$ ,  $RE_v = 0.13$  であった。分位数法を用いて推定された雪片粒径分布 (青い破線) は, 粒径が 1mm もしくはそれより小さい雪片の影響を受けにくいことが分かり, この事例においては, 分位数法を用いた場合, 雪片の体積を精度良く推定できた。上記のような  $|RE| < 0.1$  の結果においては, 分位数法を用いて推定された雪片粒径分布はレーダーから推定された粒径分布の精度検証として有効であるとされる。ただし実際に分位数法が  $Z-R$  関係の検証および補正に役立つには, 他の観測機器を導入することによって雪片の密度推定が必要とされる。補正された  $Z-R$  関係は豪雪時における雪崩の危険性や山間地域への立ち入り規制の判断材料として期待される。

さらに, 体積の過小推定の度合いを調査するため,  $RE$  の最小値について 3つの手法を比較した。表 3.1 より, 分位数法では  $RE$  の最小値が  $-0.12$  と, 最も 0 に近い結果が得られた。分位数法は雪片体積が過小推定となるのを最もよく防いでいたといえる。また, 636 個の粒径分布の推定事例において, 体積が過小推定となったのはわずか 17 事例 (2.7%) であった。分位数法は多くのサンプルにおいて雪片体積が過小推定されるのを防いでいた。

一方で, ほとんどの粒径分布のサンプルにおいて, 雪片体積  $W$  が過大推定となった理由を考える。大きい粒径における粒径分布のテールの特徴が, 観測された雪片のヒストグラムと推定されたガンマ分布において異なっていたと考えられる。粒径分布のテール部分は  $N_0$  の推定に影響している。 $N_0$  は  $D^6$  に比例しているからである。しかし, 図 3.7 のように, 粒径

分布のテール部分では、観測された雪片粒径分布（つまりノンパラメトリックな粒径分布）はパラメトリックな粒径分布に比べてなめらかに減少しない．Parsivel は個々の雪片を測定しているからである．この粒径分布のテールの違いから、ほとんどの粒径分布において雪片体積  $W$  が過大推定となったと考えられる．

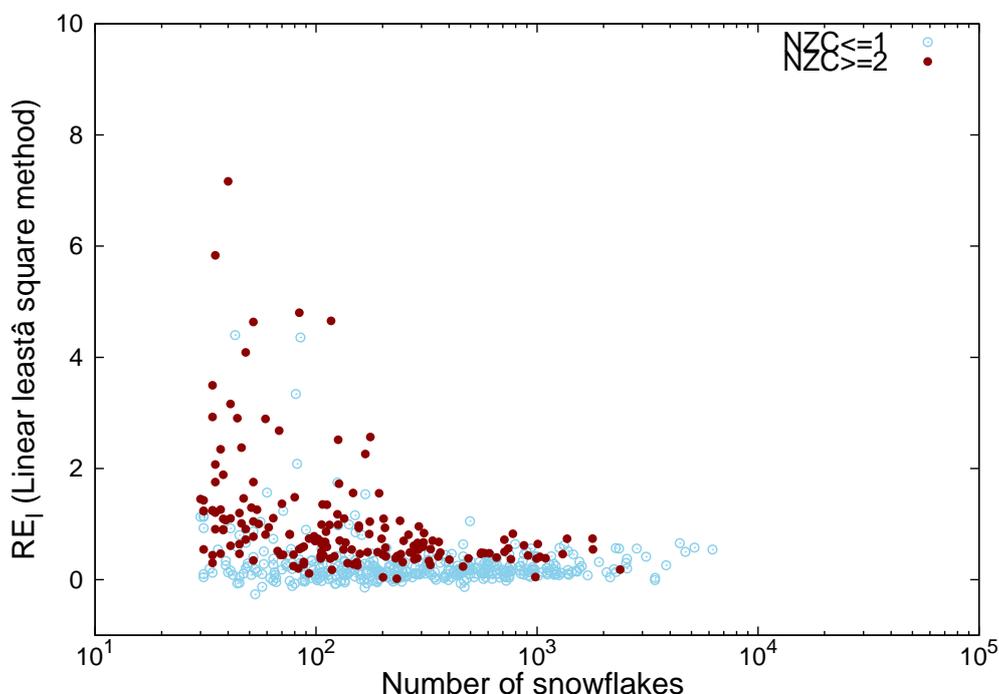


図 3.4: 最小二乗法を用いてガンマ分布を推定したときの  $RE_l$  と 10 分毎の雪片個数の関係

### 3.4.2 最適な形状パラメータ

形状パラメータ ( $\mu$ ) の最適な値は、 $D_{50}$  および  $D_{99}$  からそれぞれ算出された 2 つの傾きパラメータ ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ ) の差の最小値 ( $\Delta\Lambda$ ) によって決定づけられる．

以下の  $\Delta\Lambda$  の比率の計算から、 $\mu$  が  $-3$  のとき、分位数法を用いた粒径分布推定に不適切であることがわかった．表 3.2 は  $\mu$  が  $-3$  から  $3$  までについて、それぞれ  $\Delta\Lambda$  を  $\Lambda$  で除した値と、 $D_{99}$  を  $D_{50}$  で除した値の範囲を示す． $\Lambda$  の誤差について  $\Lambda$  の大きさによる誤差の影響を除くために、 $\Delta\Lambda$  を決定された  $\Lambda$  で除した． $\mu$  が  $-3$  のときが、最も  $\Lambda$  の誤差の比率が大きいことが分かった．

$\mu$  が  $-3$  のとき、実際に推定されたガンマ分布とヒストグラムを比較した．表 3.2 から、 $\mu$  が  $-3$  のとき、 $\Delta\Lambda/\Lambda$  は 1 以上、 $D_{99}/D_{50}$  の範囲は 1.15 から 1.54 までと小さい．粒径分布の傾きが  $D \leq D_{50}$  と  $D \geq D_{50}$  のときで異なっていることを意味する．

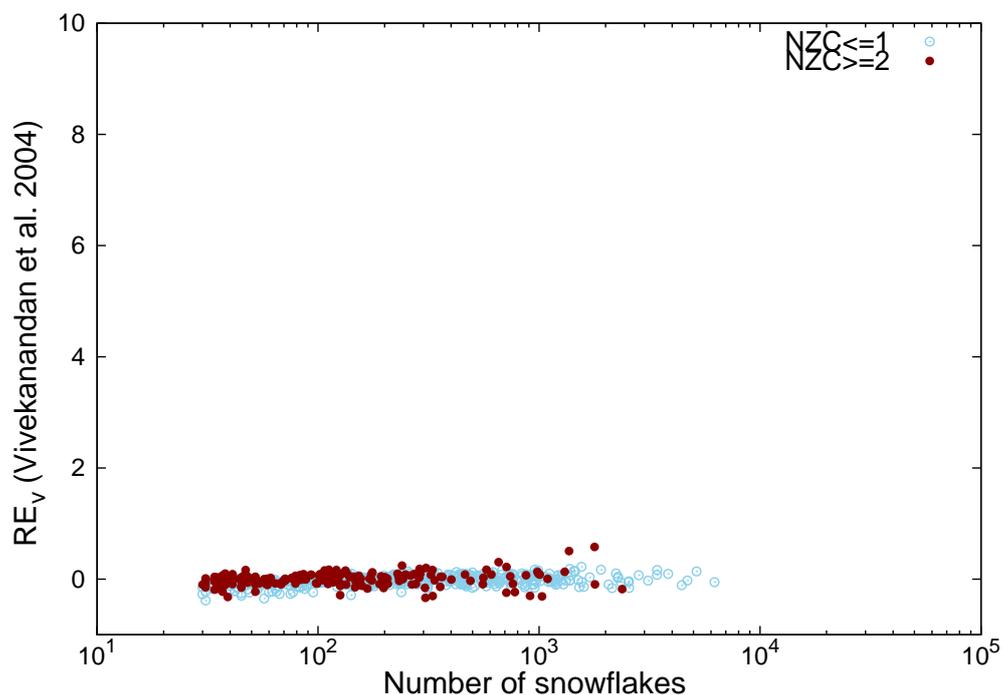


図 3.5: Vivekanandan *et al.* (2004) を用いてガンマ分布を推定したときの  $RE_1$  と 10 分毎の雪片の個数関係

表 3.2:  $\mu$  が  $-3$  から  $3$  のときの  $\Delta\Lambda/\Lambda$  と  $D_{99}/D_{50}$  の範囲

$\mu$	$\Delta\Lambda/\Lambda$ の最小値-最大値	$D_{99}/D_{50}$ の最小値-最大値
$-3$	1.230-1.420	1.15-1.54
$-2$	0.010-0.177	3.57-4.72
$-1$	0.004-0.069	2.93-3.30
$0$	0.003-0.045	2.61-2.72
$1$	0.019-0.041	2.53-2.58
$2$	0.002-0.253	1.62-2.23
$3$	0.023-0.253	1.69-2.23

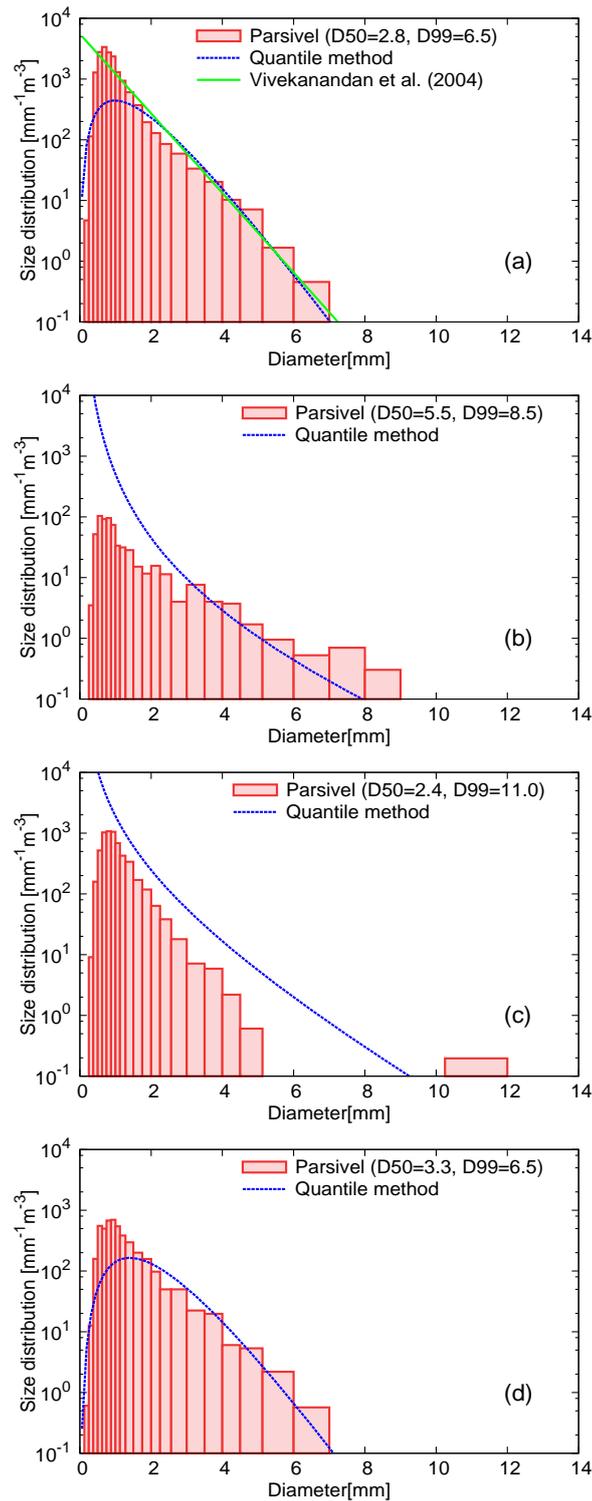


図 3.6: (a) Parsivel で観測されたヒストグラム (赤い棒) と 2 つのフィッティングの手法により推定された粒径分布 (分位数法が青い破線, Vivekanandan *et al.* 2004 が緑線に対応). このとき,  $RE = 0.007$ ,  $RE_v = 0.13$ ; (b) ~ (d) 観測されたヒストグラムと分位数法により推定された粒径分布. それぞれ (b)  $RE = 0.43$ ,  $\mu = -3$ ; (c)  $RE = 2.53$ ,  $\mu = -2$ ; (d)  $RE = 0.07$ ,  $\mu = 3$ ,  $NZC = 0$ .

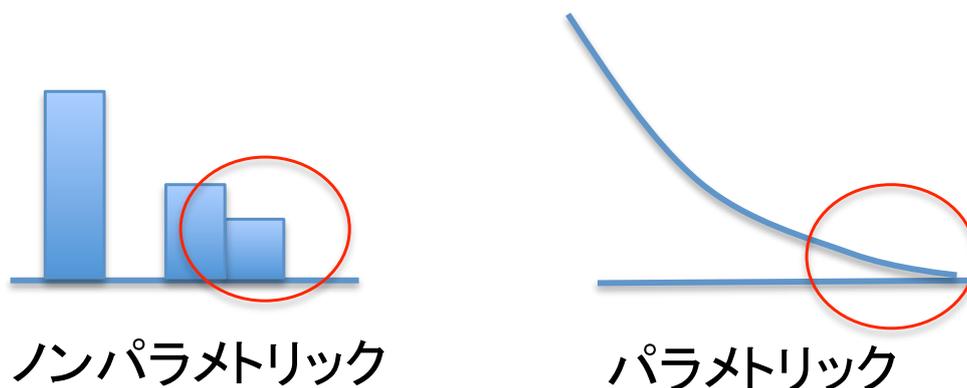


図 3.7: ノンパラメトリックな粒径分布とパラメトリックな粒径分布のテール部分のイメージ

図 3.6b は  $\mu$  が  $-3$  のとき，観測された雪片粒径分布（赤いヒストグラム）と推定された粒径分布（青い破線）の例を示す． $\mu = -3$ ,  $\Lambda_1 = 0.54$ ,  $\Lambda_2 = 0.13$  である．観測されたヒストグラムは， $D_{50} = 5.5\text{mm}$  以下の粒径クラスの 4 クラスにおいて，ガンマ分布によく合っていた．一方， $D_{50}$  と  $D_{99}$  ( $D_{99} = 8.5\text{ mm}$ ) の粒径クラスでは，粒径分布は過小推定となっていた． $D_{50}$  と  $D_{99}$  の小さい差によって，2 つの傾きパラメータの間に大きな誤差が生じ，正確な  $\Lambda$  を決定することが難しいといえる．

### 3.4.3 推定された雪片粒径分布と観測されたヒストグラムの比較

観測された雪片から得られたヒストグラムは，そのほとんどが不連続確率関数であり，ガンマ分布で表現されるような連続確率関数ではない．例えば，前後の粒径クラスでは雪片が観測されているが，間の粒径クラスでは雪片が全く観測されないことがある．本章では，そのような不連続確率関数の特徴が雪片体積の推定精度に与える影響を調査した．

観測個数のデータがないところの粒径クラスの数を出した．雪片体積は  $D^3$  で算出されるので，精度の良い体積を得るには，とくに，粒径が  $1\text{mm}$  以上の大きい雪片の観測状況を調査することが必要である．粒径クラス毎の観測個数を  $b(l)$  とする．粒径が  $1\text{mm}$  以上かつ  $D_{99}$  以下の粒径クラス ( $l$  が 4 から 10) において， $b(l) = 0$  のとき，つまり粒径クラス毎の観測個数が 0 個のときの粒径クラス  $l$  の数， $NZC$  (the Number of Zero Class) を算出した．

図 3.6c は， $NZC = 5$  のときに観測された雪片粒径分布（赤いヒストグラム）および推定された雪片粒径分布（青い破線）の一例を示す．このとき， $RE = 2.53$  であり， $RE$  が最大値を示した（表 3.1）．このとき， $D = 11.0\text{mm}$  の大きい雪片が観測された．これは雪片の凝集過程によるものと考えられ，雪片が落下の途中で雪片同士がくっついて，粒径が大き

なった可能性が高い。大きい粒径において粒径分布が不連続確率関数のとき，雪片が観測されなかった粒径クラスの粒径分布の誤差が大きくなるために，雪片体積の誤差が大きくなったと考えられる。

$NZC$  と雪片体積に関する誤差の比率  $RE$  との関係を見たところ，雪片が観測されなかった粒径クラスが多い場合，つまり  $NZC \geq 2$  のとき（図 3.3 の赤の点）， $RE$  の値は比較的大きく， $RE$  の最大値は 2.53 であった。一方で， $NZC \leq 1$  のとき（図 3.3 の青い点）， $RE$  は小さくなり， $RE$  の最大値は 1.47 となった。

$D = 1\text{mm}$  から  $D_{99}$  において観測されたヒストグラムが連続確率関数，つまり  $NZC = 0$  であったときのガンマ分布の推定結果を図 3.6d に示す。観測された雪片粒径分布（赤いヒストグラム）と推定された雪片粒径分布（青い破線）を示す。 $RE = 0.07$  であった。観測されたヒストグラムは  $D_{50}$  と  $D_{99}$  の粒径においてガンマ分布と良く合っていた。

本研究で提案された分位数法は，粒径が  $D = 1\text{mm}$  から  $D_{99}$  の間に雪片が連続して観測されたときに適しているとされる。ただし，Parsivel の機器の設定において  $NZC = 0$  となるように粒径クラスの幅を大きくして，連続確率関数としたとしても  $RE$  が小さくなるとは限らない。体積の積分の計算時に，粒径クラス毎の積分の幅が大きくなるからである。

これまでに議論された，観測されたヒストグラムの特徴や，形状パラメータに関する品質管理を考慮して，分位数法を用いた雪片体積の推定の度合いを調査した。図 3.8 に， $\mu \neq -3$  かつ  $NZC \leq 1$  の条件を満たすデータのみを用いて， $W_{\text{par}}$  と  $W_{\text{obs}}$  の関係を示した。

相関係数は 0.989 であった。分位数法を用いて推定された雪片体積は，観測された雪片体積との相関係数が高いことが明らかとなった。

これまで，分位数法を用いて推定された雪片体積と観測された雪片体積との相関関係の程度は不明であった。分位数法を用いて決定された  $\mu$  と  $\Lambda$  は， $m_3$  から直接算出された訳ではないからである。 $\Lambda$  は  $m_3$  から算出された  $\Lambda_1$  と  $\Lambda_2$  の平均値によって決定される。この相関係数の結果により， $D_{50}$ ， $D_{99}$  と  $Z$  を用いた分位数法は，雪片体積推定のための粒径分布推定手法の可能性の一つとして期待できるといえる。

### 3.4.4 結論

光学式の粒径分布測定機器による地上の雪片観測を通じて，雪片粒径に関する 3 つの物理量を用いてガンマ分布の 3 つの粒径分布パラメータ ( $N_0$ ， $\mu$ ， $\Lambda$ ) を推定した。雪片粒径に関する物理量とは，雪片体積の 50，99 パーセンタイルに相当する雪片粒径（それぞれ  $D_{50}$ ， $D_{99}$ ）と単位体積あたりに含まれる雪片の粒径の 6 乗和（つまり  $Z$ ）である。観測された雪片のヒストグラムは， $D_{50}$  と  $D_{99}$  の間においてガンマ分布と良く合っていた。636 個の粒径

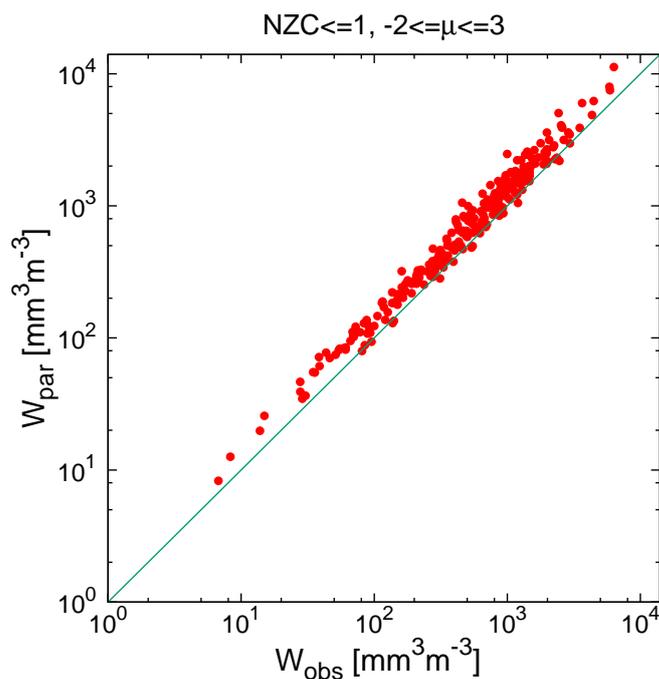


図 3.8: 分位数法を用いて算出された雪片体積 ( $y$  軸とし,  $W_{\text{par}}$ ) と Parsivel から直接算出された雪片体積 ( $x$  軸とし,  $W_{\text{obs}}$ ) の関係

分布パラメータのうち、わずか 2.7% が雪片体積を過小推定していたことから、このガンマ分布推定手法は、雪片体積が過小推定となるのを防いでいた。観測された雪片体積を推定された雪片体積と比較したところ、相関係数は 0.989 であり、この高い相関関係が得られた条件として、粒径分布の形状パラメータ  $\mu$  における品質管理や、雪片粒径が 1mm 以上において雪片のヒストグラムが連続確率関数であることが必要である。

## 第4章 統計的手法を用いたビデオゾンデ の定量性の検討

本章では、ビデオゾンデの定量性の検討を行う。高度 2500m 以下においてビデオゾンデで捕捉された雨滴個数と地上に設置された雨滴計で得られた雨滴個数を統計的手法により比較検討した。レーダーを用いた雨滴粒径分布の推定精度の検証を背景としてビデオゾンデで得られた雨滴粒径分布の定量性の検討を行う。本章の 4.2 節に記載された観測内容は修士論文（小川 2013）にもとづいている。本章における結果は近く投稿予定である（Ogawa *et al.*, SOLA）。

### 4.1 背景

現在、レーダーを用いた雨の観測では地上付近の降雨強度を推定する際に、地上付近の雨滴のレーダー観測によって得られたレーダー反射因子  $Z$  と降雨強度  $R$  の関係を使用している。単位は  $Z[\text{mm}^6\text{m}^{-3}]$ ,  $R[\text{mmh}^{-1}]$  である。しかし実際の雨滴粒径分布は現象ごとに異なり、 $Z$  のみで  $R$  を決定することはできない（深尾・浜津 2005）。雨滴係数を、多数の降雨事例をもとに経験的に求める取り組みが行われてきた。最も一般的に用いられているのは、Marshall and Palmer（1948）の分布をもとに層状の雲による降雨に対して導かれた

$$Z = a_6 R^{b_6} \quad (4.1)$$

である（Marshall *et al.* 1995）。現在気象庁では、 $a_6 = 120$ ,  $b_6 = 1.6$  を用いて降雨強度を推定している。

雨滴粒径分布は現象ごとに異なる上に、遠隔観測であることから、レーダーによる雨滴観測によって推定された  $R$  は誤差を含む。気象庁の解析雨量では、より正確な地上の降雨強度を取得するため、アメダスと合わせた 1 時間雨量（降雨強度）を 30 分毎に作成している。しかし 30 分以内に発生発達するような積乱雲に対しては、5 分でも 10 分でも早い正確な雨量情報が求められる。2008 年の神戸市都賀川の水難事故では、急激に発達した積乱雲により 10 分間で 1m 以上もの水位が上昇していた。

降雨強度の推定精度向上のためには、レーダー観測によって直接、雨滴粒径分布の推定を行うことが欠かせないだけでなく豪雨をもたらすような積乱雲の監視という観点から、正確な雨滴粒径分布を 5 分 10 分といった早い時間間隔で検証・補正を行うことが望ましい。

レーダーを用いた雨滴粒径分布の推定手法に関する研究では、これまで  $Z_{hh}$  または  $Z_{ov}$ 、 $Z_{DR}$ 、 $K_{DP}$  などのレーダーパラメータ（偏波レーダーパラメータともいう）を用いた数多くの雨滴粒径分布推定手法が考案されてきた。偏波レーダーパラメータは粒径分布の高次モーメントで構成されている。雨滴粒径分布がガンマ分布に従うとしたとき、 $\mu$  が指数部分に含まれることからレーダーパラメータを用いて 3 つの粒径分布パラメータを理論的に解くことは難しい。上記のような粒径分布推定の問題点がある中で、Zhang *et al.* (2001) によると、雨滴の形状を測定できる機器、video disdrometer を用いて  $\Lambda$  が  $\mu$  の 2 次関数で表現されることを示した。その後、 $Z_{hh}$ 、 $Z_{DR}$  と地上の雨滴観測によって得られた  $\mu$ - $\Lambda$  関係から粒径分布パラメータを推定する手法が考案された (Brandes *et al.* 2004)。最近では、山口ら (2012) が  $\Lambda$  と  $\mu$  の関係式と降雨減衰の影響を受けにくい  $K_{DP}$  を用いた雨滴粒径分布推定手法を開発するなど、偏波レーダーパラメータを用いた雨滴粒径分布推定に関する研究が発展している。

レーダーから得られた雨滴粒径分布の精度検証用として、上空の雨滴を直接観測することが可能な観測機器が有効である。

上空の雨や雪などの降水粒子の観測には、航空機観測が行われてきた (例えば Houze *et al.* 1979; Passarelli and Srivastava 1979; Lo and Passarelli 1982 など)。航空機観測は観測費用がかかることから、サンプル数を容易に確保できない。Takahashi (1990) は、バルーン装着型の直接観測機器、ビデオゾンデを開発した。ビデオゾンデは CCD カメラが搭載されているため、捕捉された降水粒子は画像データとして取得される。ビデオゾンデから得られた粒子画像の透明度や表面の様子から、雨滴や氷晶、雪片など、粒子種類を判別することが可能である (Takahashi and Keenan 2004)。

本研究では、レーダーから得られた雨滴粒径分布の精度検証用として、ビデオゾンデに着目する。これまでにビデオゾンデを用いた研究では、上空の降水粒子の種類や形を直接把握することができることを利用して、上空の氷粒子の鉛直構造を把握したもの (たとえば Takahashi 1990) や、偏波レーダーを用いた粒子判別手法の開発等が行われてきた (中北ら 2009)。

しかしビデオゾンデの定量性はいまだ不明確な部分が多い。ビデオゾンデの捕捉面の一辺は数 cm である。レーダーとビデオゾンデのサンプリングボリュームが大きく異なることから、ビデオゾンデを用いて雨滴粒径分布やレーダーパラメータなどを表現した定量的な解析を行うことは困難であった。さらに当時のビデオゾンデは決して安価とはいえず 1 台毎に手作りであったことから、定量性検証のために必要な観測事例について、集中して多くのビデ

ゾンデを放球した観測事例が少なかった。

Suzuki *et al.* (2012) はビデオゾンデを改良し、さらなる軽量化、コスト削減化に取り組んだ。ビデオゾンデを大量生産することが可能となったことで、Nakakita *et al.* (2009) は約 1 ヶ月間、梅雨期の沖縄本島地域においてビデオゾンデと C バンド偏波レーダー、地上設置の観測機器を用いた同期集中観測を 2007 年から行ってきた。近年、ビデオゾンデで測定される降水粒子の観測事例が増えてきたことから、ビデオゾンデによる定量的な粒径分布の測定可能性の検証が求められている。

本章では、高度 2500m 以下のビデオゾンデ観測で得られた単位体積あたりの雨滴個数の精度検証を行った。地上に設置された雨滴計、インパクト型ディストロメータを真値として雨滴個数の比率を算出した。具体的には、ビデオゾンデとディストロメータから得られた単位体積あたりの雨滴個数 ( $1/m^3$ ) の比率、 $ratio(l)$  ( $l$  は粒径クラス) を、3 つの粒径クラスのグループに応じて統計的手法を用いて算出した。得られた雨滴個数の比率結果から、ビデオゾンデで捕捉された雨滴個数を補正し、高度 2500m 以下における雨滴粒径分布を推定した。また、粒径の 6 乗和 ( $Z$ ; レーダー反射因子) を算出してビデオゾンデで推定された  $Z$  とレーダーデータの  $Z$  の誤差について調査した。

## 4.2 同期集中観測

レーダーおよび直接観測機器ビデオゾンデ、ならびに地上観測機器を用いた同期集中観測は、梅雨期の沖縄地方において 2007 年～2016 年（現在）にわたって行われてきた。

図 4.1 に、本章で取り組む  $ratio(l)$  の算出と同期集中観測のイメージ図を示す。

観測地域は図 4.2 に示すように沖縄県の本島を中心とする地域である。沖縄県国頭郡恩納村字恩納 4484 の国立研究開発法人情報通信研究機構 (NICT) 沖縄電磁波技術センター (緯度: 26.4982N, 経度: 127.8440E) をビデオゾンデ放球地点とした。レーダーは沖縄本島の中央部の多野岳に設置されており (緯度: 26.5872N, 経度: 128.06443E), ビデオゾンデの方向に向けてレーダー観測を行った。また NICT の屋上に設置されたディストロメータによる地上雨滴計の観測が同時期に行われた。

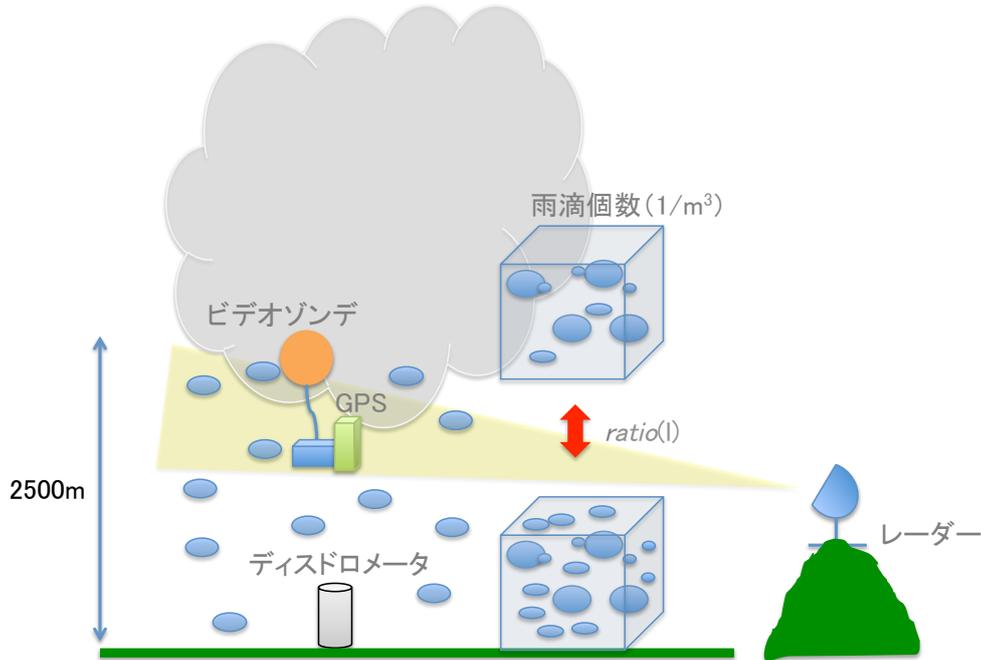


図 4.1: 観測機器の配置および個数比率算出のイメージ

### (1) COBRA

NICT が所有する沖縄偏波降雨レーダー、通称 COBRA (C-band Okinawa Bistatic polarimetric RAdar) (Shusse *et al.* 2009, 2011) は、C 帯 (5.34GHz) の電波をパラボラアンテナから送信し、降水粒子で散乱された信号を受信することで、降水強度やドップラー速度の 3 次元空間を観測する。水平・垂直、 $\pm 45$  度直線、右旋・左旋偏波の計 6 種類の偏波をパルス毎に切り替えて送信することにより、降水粒子の詳細な偏波特性の観測を行うことが可能である。COBRA 諸元の詳細を表 4.1 に示す。

一般に気象レーダーは三次元空間を観測することが可能であり、基本的な観測モードは一定仰角で方位方向にアンテナを全周回転させる走査を、仰角を変えながら繰り返し行う走査である。本研究では、各仰角の観測結果のうち特定仰角のみの全周データを抽出した PPI (Plan Position Indicator) モードによるデータ、特定方位のみの鉛直断面データを抽出した RHI (Range Height Indicator) モードによるデータを用いた。

レーダーのデータ処理については Nakakita *et al.* (2008) による減衰補正を行った。また、ディストロメータを用いたレーダーデータの校正を行った。放球時刻の前後約 1 時間において、地上付近の水平方向の反射因子  $Z_{hh}$  (減衰補正されたもの) と、1 分毎にデータディストロメータで観測された雨滴粒径分布から計算された  $Z$  の比較を行った。

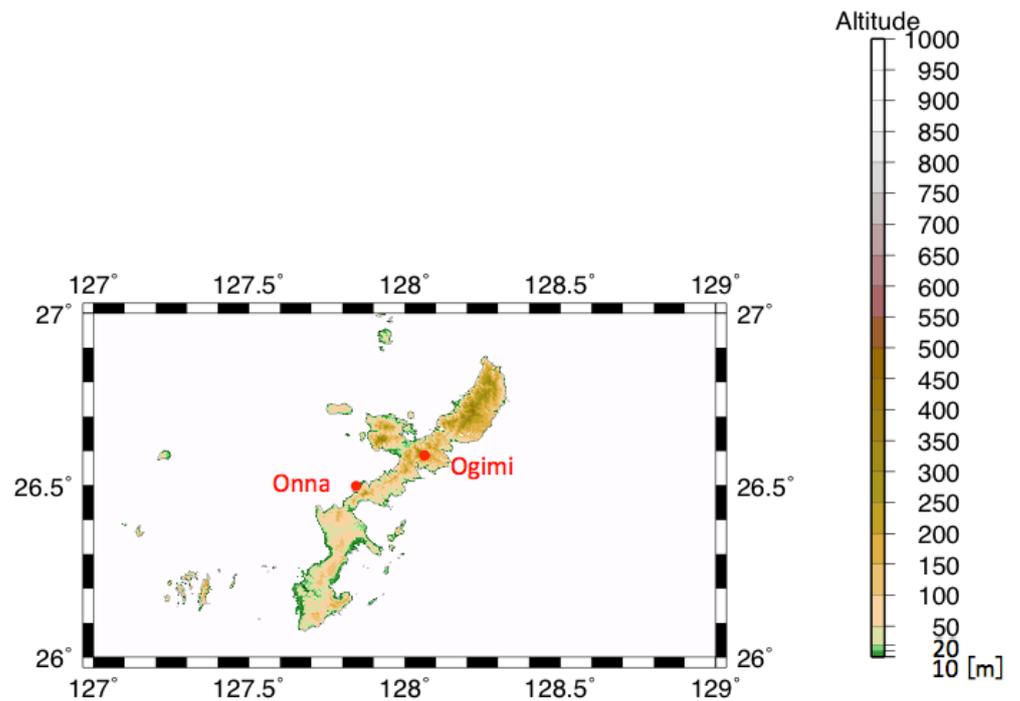


図 4.2: 同期集中観測での観測地域

表 4.1: COBRA の諸元

レーダ形式	モノスタティックパルスドップラレーダー
中心周波数	5340MHz (C 帯)
尖頭出力	250kW 以上 (クライストロン: 2 台)
パルス幅	0.5 $\mu$ s , 1.0 $\mu$ s , 2.0 $\mu$ s 選択可能
パルス繰り返し周波数	250Hz ~ 3000Hz の間で 1Hz 毎に任意選択
アンテナ直径	4.5m (パラボラ)
ビーム幅	1.1 度以下
レドーム直径	8m
交差偏波比	36dB 以上 (ビーム内積分値)
アンテナゲイン	42dB 以上 (レドーム含む)
サイドロープレベル	-25dB 以下
アンテナ回転速度	水平方向: 0.5 ~ 10rpm (0.1rpm 毎に可変) 鉛直方向: 0.1 ~ 3.6rpm (0.1rpm 毎に可変)
偏波の種類	水平, 垂直, $\pm 45$ 度直線偏波, 左右円偏波をパルス毎に切替可能

## (2) ビデオゾンデ

ビデオゾンデ (図 4.3) は Takahashi (1990) によって開発され, Suzuki *et al.* (2012) によって開発・改良が続けられてきた。インドネシア, 南太平洋をはじめ世界の様々な場所でビデオゾンデを用いた観測が行われてきている。

ビデオゾンデは RD-08AC 簡易 GPS ゾンデ受信システム (通称ラジオゾンデ) と同時観測を行う構成になっている (図 4.4)。上空で撮影された画像データは 1680MHz 帯の搬送波で伝送される。この搬送波は地上において受信され, 画像表示装置でビデオ信号に出力される。ビデオゾンデの側面に取り付けられたラジオゾンデ (図 4.3) によって, GPS の位置情報や気温, 気圧, 風速などが測定可能である。直径 0.5mm 以上の降水粒子が  $400 \times 140 \times 220\text{mm}$  の捕捉領域内に取り込まれると赤外センサーが探知し, ストロボが作動することでフラッシュがたかれる。

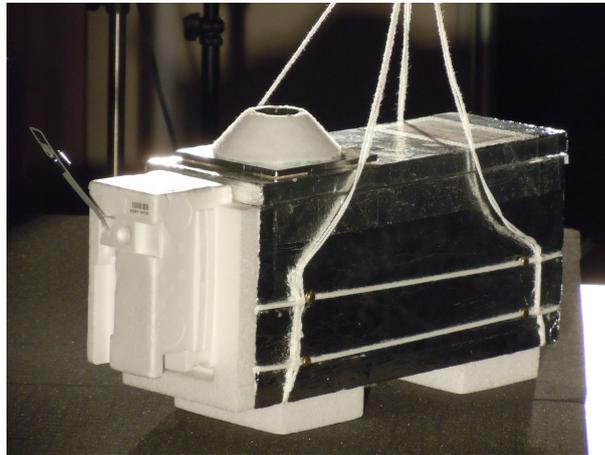


図 4.3: ビデオゾンデ。画像手前がラジオゾンデ。

ビデオゾンデで捕捉された径の測定方法はビデオゾンデの静止画像から, 最も長い径 (長径) と, 長軸に対して垂直方向のうち最も長い径 (短径) を測定する。長径と短径から想定される回転楕円体の体積と同等の球の直径 ( $D_e$ ) を算出する。算出された直径をディストロメータの粒径クラスと同等の 20 クラスの粒径クラスにふるい分ける (次節に記載)。ふるい分けされた粒子の径は, 粒径クラス毎の径 ( $d(l)[\text{mm}]$ ) として集計される。 $d(l)$  は粒径クラス毎の上限と下限の径の平均値から算出される。

ビデオゾンデのサンプリングボリュームのイメージを, 図 4.5 に示す。サンプリングボリュームを算出するために必要な高度幅は, ビデオゾンデが上昇した分の高度幅からストロボ充電時間中の高度幅を差し引いたものである。基本的には, 得られた高度幅と捕捉領域の表面積との積によってサンプリングボリュームが得られる。ただし, ビデオゾンデの上昇速

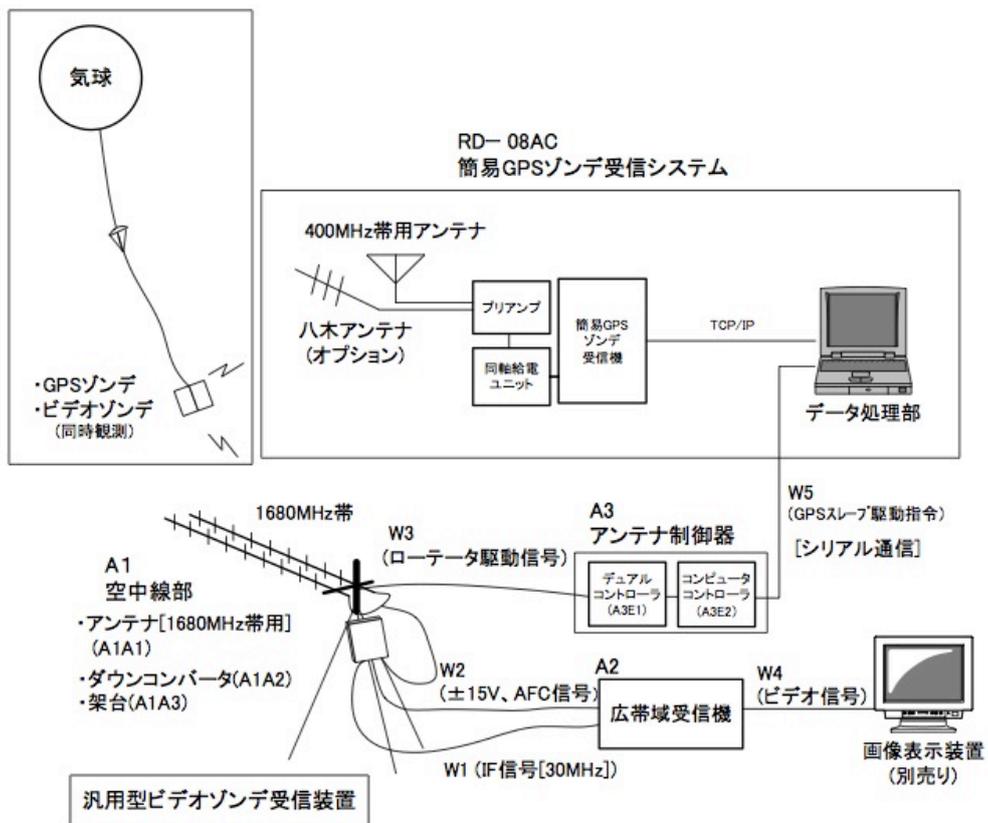


図 4.4: ビデオゾンデの観測システム

度に対して降水粒子の落下速度のほうが大きい場合，大きい粒子の落下速度に応じてサンプリングボリュームを大きくする．したがってビデオゾンデの観測から得られる粒径分布は式

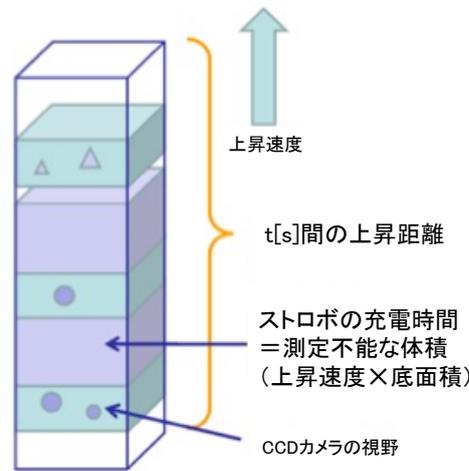


図 4.5: ビデオゾンデのサンプリングボリューム

(4.2) で表現される．

$$N(l) = \frac{bsum(l)}{s \cdot (ls - vs \cdot ts \cdot flnum + ls \cdot vp(l)/vs) \cdot wid(l)} \quad (4.2)$$

$bsum(l)$  はビデオゾンデで得られた粒径クラス  $l$  毎の観測個数， $s$  は捕捉領域の面積 [ $m^2$ ]， $ls$  はビデオゾンデの上昇高度 [ $m$ ]， $vs$  はビデオゾンデの上昇速度 [ $ms^{-1}$ ]， $ts$  はストロボ充電時間 (0.16-0.2s)， $flnum$  はフラッシュ回数， $vp(l)$  は降水粒子の落下速度 [ $ms^{-1}$ ]， $wid(l)$  は粒径幅 [ $mm$ ] である．

実際に，ビデオゾンデの上昇速度 ( $vs$ ) は約  $3 \sim 6ms^{-1}$  であった．本章では， $vs \leq vp(l)$  に相当する粒径に対して，雨滴の落下速度に応じたサンプリングボリュームの増加の計算を実施する．降水粒子の落下速度  $vp(l)$  を Atlas *et al.* (1973) による雨滴の落下速度  $v(l)$  [ $ms^{-1}$ ] として仮定する．

$$v(l) = 9.65 - 10.03 \exp(-0.6d(l)) \quad (4.3)$$

$vs \geq vp(l)$  のときは  $vp(l) = 0$  として式 (4.2) の  $vp(l)$  の項を削除する．大きい粒子の落下速度に応じたサンプリングボリュームの増加の計算は実施しないこととする．

### (3) ディストロメータ

インパクト型ディストロメータである．マイクロフォン型で上部の振動コーンに雨滴が衝突する運動量をパルス電圧に変換し，予め同定しておいた雨滴粒径に対応づけている．ディ

ストロメータで観測される雨滴は、直径が 0.3mm から 5.6mm までの 20 クラスに分類される。ディストロメータの雨滴観測から得られる粒径分布は式 (4.4) で表現される。サンプリングボリュームは粒径クラス毎に算出され、1 分間あたりの雨滴の落下距離と表面積の積で得られる。

$$N(l) = \frac{bsum(l)}{s \cdot t \cdot v(l) \cdot wid(l)} \quad (4.4)$$

$s$  は表面積 (振動コーン部分:  $0.005\text{m}^2$ ) となる。

#### (4) 同期観測の流れ

同期観測はビデオゾンデ班、ゾンデモニター班、レーダーオペレーション班の 3 つのグループに分かれて行われた (図 4.6)。同センターの屋内ではゾンデモニター班と COBRA オペレーション班が活動している。

放球地点付近に雨域が近づく頃、詳細な放球タイミングを予測するために、COBRA を操作して放球地点付近の気象状況をチェックする。PPI 観測、RHI 観測から偏波情報を取得して、雨域の水平方向の分布や上空における氷粒子の存在の可能性を雲頂高度やレーダーの反射強度などから調べる。

放球後、同センター内に設置された受信機によって、上空のゾンデの位置情報や気温、気圧、湿度、風向、風速などの情報が受信される。ゾンデモニター班は上空の情報をモニターにて随時チェックし、現在の上空の気象状況、得られた粒子画像の様子、ゾンデの飛揚状況などを無線機で他の班に伝える。COBRA オペレーション班はビデオゾンデの方向をめぐけたレーダー観測を行う。現在の上空の位置情報から、線形外挿によって 1 分後の位置を予測する。予測された 1 分後のゾンデの位置をめぐけて COBRA の操作を行う。これらの操作はビデオゾンデが上空の雲を通過し、粒子が確認できなくなるまで続けられる。

## 4.3 方法

### 4.3.1 ビデオゾンデの積算時間および個数比率

ビデオゾンデで得られた雨滴個数の定量性を検討する際に、得られた雨滴個数が極端に少ない場合には、定量性の検討をすることが困難である。ビデオゾンデの積算時間を検討する必要がある。ある一つの放球事例でのビデオゾンデの捕捉面から得られた雨滴個数は、1 分

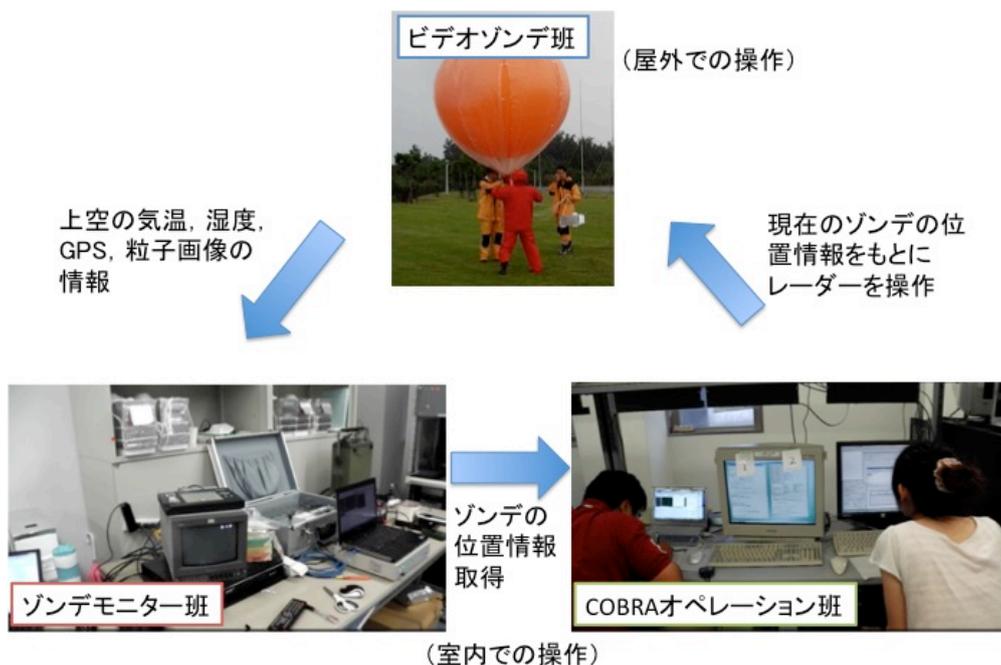


図 4.6: 観測の様子

間の観測で 50 個程度もしくはそれよりも少ないことがわかっている。一方で、同時刻のディストロメータでは、1 分間に 300 個から 1500 個の雨滴が観測されていた。

ビデオゾンデで捕捉される雨滴のサンプル数を確保するには、積算時間の拡大が必要であるが、積算時間が大きくなると高度の違いによる雨滴粒径分布の変化が含まれる可能性がある。本研究では、各粒径クラスでの観測個数 (全部で 20 クラス) が少なくとも 5 個以上得られるように、全部の粒径クラスで 100 個以上の観測個数が比較的多く得られる 4 分間毎の観測積算時間を採用した。

ビデオゾンデで得られた雨滴個数の定量性検討として次式の個数比率を導入する。

$$ratio(l) = nv(l)/nd(l) \quad (4.5)$$

ディストロメータで測定された雨滴データを真値として、4 分間毎のビデオゾンデ観測で得られた  $1\text{m}^3$  あたりの粒径クラス毎の観測個数 ( $nv(l)$ ) と 1 分間毎のディストロメータ観測で測定されたそれ ( $nd(l)$ ) の比率  $ratio(l)$  を算出する。

#### 4.3.2 観測特徴の違い

ビデオゾンデで捕捉された雨滴とディストロメータで測定された雨滴を用いて  $ratio(l)$  を算出する際、両者の観測特徴の違いを検討しなければならない。ビデオゾンデおよびディストロメータには大きく分けて、以下の 3 つの観測特徴の違いが考えられる。

- 積算時間の違い (4 分間, 1 分間)
- 高度など観測空間の違い (上空, 地上)
- 観測表面積の違い ( $6.6\text{cm}^2$ ,  $50\text{cm}^2$ )

放球後, 約 10 分間のビデオゾンデの上昇速度は約  $3\sim 6\text{ms}^{-1}$  であったことから, 4 分間の観測高度幅は約 720 ~ 1500m である. 本研究では, 1 回のビデオゾンデの放球につき, 少なくとも 1 ~ 2 個の粒径分布のサンプルが得られるように, ビデオゾンデの最大観測高度を 2500m とした.

ディストロメータとビデオゾンデは観測可能な粒径の領域がそれぞれ存在する. ディストロメータとビデオゾンデの観測可能な粒径が等しい部分, つまり粒径が 0.5 ~ 5mm 程度 (粒径のクラスが 3 ~ 20) を用いて解析する.

#### 4.3.3 雨滴個数の比率算出のための降雨状況に関する条件

上記のようなビデオゾンデとディストロメータの観測特徴の違いから,  $ratio(l)$  を算出する際に必要な条件として, ディストロメータから得られる  $nd(l)$  を真値としたときに観測時間や空間の違いによるビデオゾンデの雨滴個数  $nv(l)$  の変化が小さいことがあげられる. 観測時間, 空間の違いによる  $nv(l)$  の変化が小さいかどうかは,  $nv(l)$  の複数の粒径クラスの集まりを「一つの群」としたときに, 多群検定によって決定される. 図 4.7 に「一つの群」のイメージ図を示す. 粒径クラスの集まりは 3 グループに作成され, それぞれ小さい粒径クラス (粒径が 0.5 ~ 0.8mm), 中程度の粒径クラス (粒径が 0.8 ~ 1.5mm), 大きい粒径クラス (粒径が 1.5 ~ 2.4mm) の 3 つのグループに分けられる.

多群検定では, 具体的にどの群がどの程度異なっているのかを表現することはできない. 多群検定を行うためには, あらかじめ, 時間や場所・高度による降雨の変化が比較的小さい降雨状況を調査する必要がある. そこで本研究では, 地上での平均降雨強度, ビデオゾンデ経路上のレーダー反射因子の平均値, また粒子種類にもとづいて, 時間や場所・高度による降雨の変化が比較的小さい降雨状況を調査する (図 4.7).

まず, 時間による降雨の変化を調査する. ビデオゾンデが高度 2500m に達するまでに, 10 分前後の時間が必要であるから, 放球直後 10 分間の地上付近の雨の変化を調査する. ディストロメータで得られた放球直後 10 分間の平均降雨強度 ( $R_g$ ) とその標準偏差 ( $R_{gstd}$ ) を算出し, 時間の経過による降雨の変化が比較的小さい事例を調査する.

次に, 高度など観測空間の違いによる降雨の変化が比較的小さいものを調査する. 上空の雨について, 地上と同等の雨の強さを想定するため, ビデオゾンデ経路上のレーダー反射因

子の平均値 ( $Z_{ave}$ ) を算出し, 地上の平均降雨強度  $R_g$  と同程度の  $Z_{ave}$  が観測されたときの事例を調査する.

最後に, 高度の違いによる降雨の変化が小さいものを氷粒子の種類にもとづいて選出する. 雲内部の対流が強いときには, 鉛直方向の降雨の変化が大きいことが想定されるが, このとき, 過冷却水滴が氷晶と衝突しやすくなり, 着氷を繰り返し, 霰が生成されることが多い. 一方で, 対流が比較的弱いときには, 氷晶同士の落下速度の違いや氷晶のゆらぎによって雪片が生成されることが多い (高橋 1987). したがって, 上空で雪片が観測されたときを高度による雨滴粒径分布の変化が小さいときと想定する.

以上より, 観測時間や空間の違いによる降雨の変化が比較的小さいとされる降雨状況下について, 多群検定を行うことで  $ratio(l)$  が算出可能かどうかを検討する.

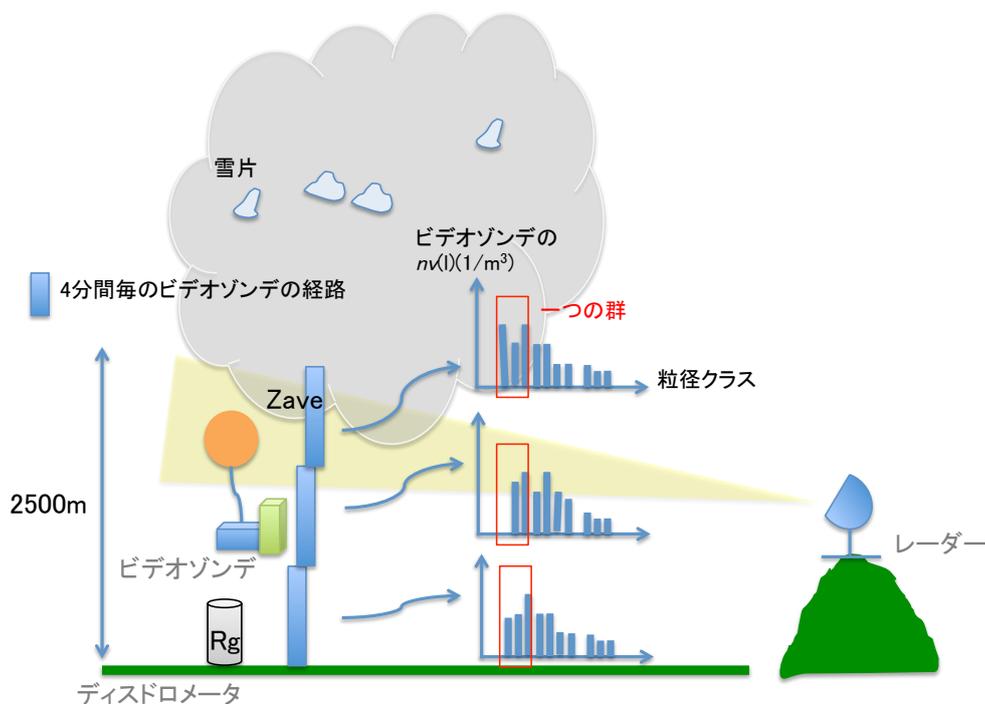


図 4.7: 小さい粒径クラスにおける「一つの群」のイメージ図

#### 4.3.4 多群検定

図 4.8 に多群検定の流れを示す. 多群検定では, 時間や場所・高度による降雨の変化が比較的小さい降雨状況における単位体積あたりの雨滴個数の群を用いて, それぞれの 3 つの粒径クラスのグループについて, 「各群間で  $nv(l)$  の値に差があるかどうか」を一元配置分散分析法により多群検定をする. 各群は, 事例や観測高度が異なった独立多群とする. 一元配置分

散分析法の検定には「各群の分散が等しい」という条件がある．各群の分散が等しいかどうかを検定するためには，Bartlett 検定を用いる．分散が等しくない場合には，Kruskal-Wallis 検定を行う．それぞれの検定は，帰無仮説を立て， $p$  値を算出することによって雨滴個数の各群で  $nv(l)$  の値がすべて等しいかどうかを判定する．有意水準は 5%未満とする．

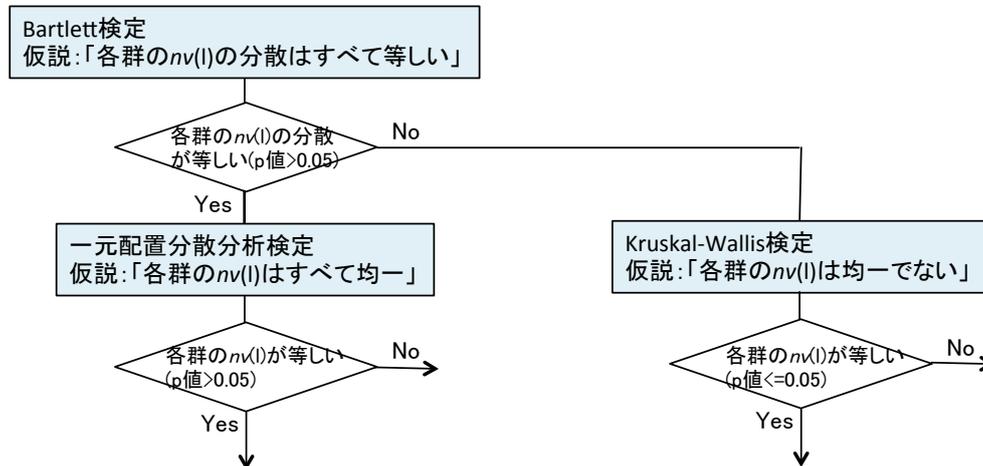


図 4.8: 各群の  $nv(l)$  がすべて均一かどうかの検定の流れ

#### 4.3.5 ビデオゾンデ経路上のレーダー反射因子の抽出

ビデオゾンデ経路上のレーダー反射因子の平均値  $Z_{ave}$  を算出するため，ビデオゾンデの時刻，緯度経度，高度情報から，その経路上のレーダーデータを抽出する．ビデオゾンデの時刻および位置情報はラジオゾンデから取得される．

まず仰角および方位角に着目する．レーダーから発信されたビームには，ビームを中心としたある角度（ビーム幅）をもって広がっている（図 2.1）．レーダーサイトから遠ざかるほど，そのビームの広がりは大きくなる．ビーム幅には水平および垂直方向のビーム幅が存在するが，COBRA では，両者ともに約 1.1 度以下である．したがってビーム上を中心として水平方向・垂直方向に両側約 0.55 度の広がりを持つ．

1 回の RHI 観測に要する時間は約 60 秒，PPI 観測は 20 秒である．本研究では，ビデオゾンデ経路上のレーダーデータを抽出するため，RHI (PPI) の観測開始時間から前後 60 秒（20 秒）間は気象状況が変化しないとする．

仰角の比較を行う．「レーダーの実際の仰角」と「ビームの中心がビデオゾンデに向けて送信されていると仮定したときの仮定の仰角」を用いて比較する．図 4.9 のように，仮定の仰角と実際の仰角との差を  $\theta$  とする． $\theta$  が 0.55 度以下のとき，つまりビデオゾンデがビーム

に対して垂直方向の広がりの中に含まれるとき，レーダーはビデオゾンデの経路上にあるとする。

また，方位角の比較も行う。「レーダーの実際の方位角」と「ビームの中心がビデオゾンデに向けて送信されていると仮定したときの仮想の方位角」との差が 0.55 度以下のとき，レーダーはビデオゾンデの経路上にあるとする。

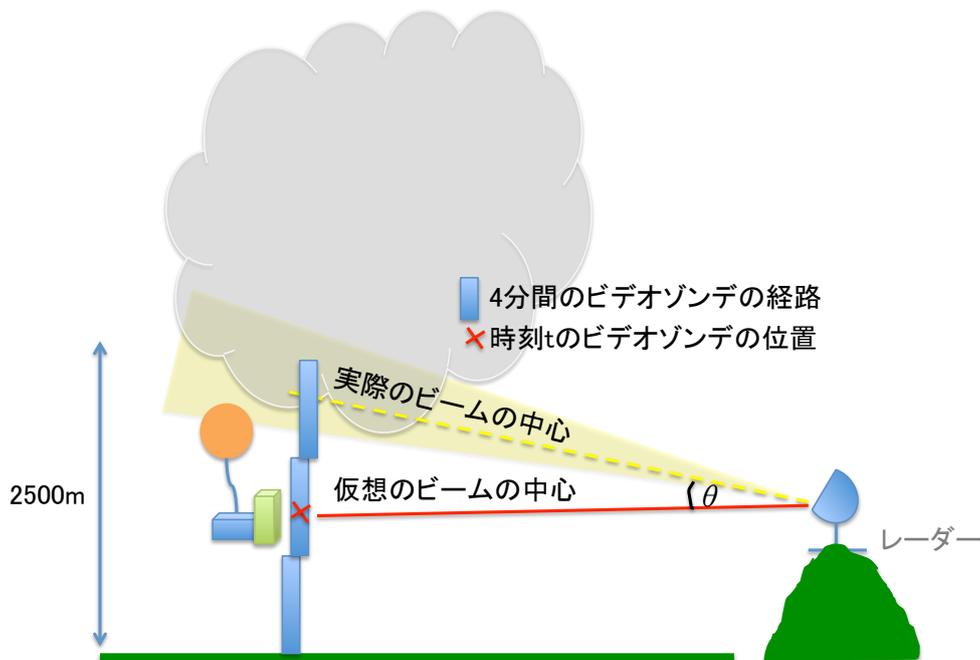


図 4.9: RHI 観測モードのときの仰角の差

## 4.4 結果と考察

本論文では，2012～2013 年度に実施された同期集中観測における 12 回の放球事例を取り上げた。2013 年 5 月 16 日，23 日と 6 月 4 日 (JST) の 3 回分の放球事例の結果を用いて  $ratio(l)$  を算出した。4.4.1 節から 4.4.3 節にしたがって 2013 年の同期観測事例を解析し，個数比率  $ratio(l)$  を得た。

### 4.4.1 地上での時間の経過による降雨の変化

図 4.10 にディストロメータの観測から得られた 1 分間降雨強度の 10 分間の平均降雨強度 ( $R_g$  とし， $x$  軸) とその標準偏差 ( $R_{gstd}$  とし， $y$  軸) を示す。

1 点を除いて全体的に 10 分間の降雨強度の標準偏差が大きくなるほど  $R_g$  も大きくなっていった。降雨強度の標準偏差が  $5\text{mmh}^{-1}$  未満のとき、 $R_g$  が  $20\text{mmh}^{-1}$  未満であったことから、本研究では、 $R_g$  が  $20\text{mmh}^{-1}$  以下のとき、時間の経過における降雨変化が小さいとする。

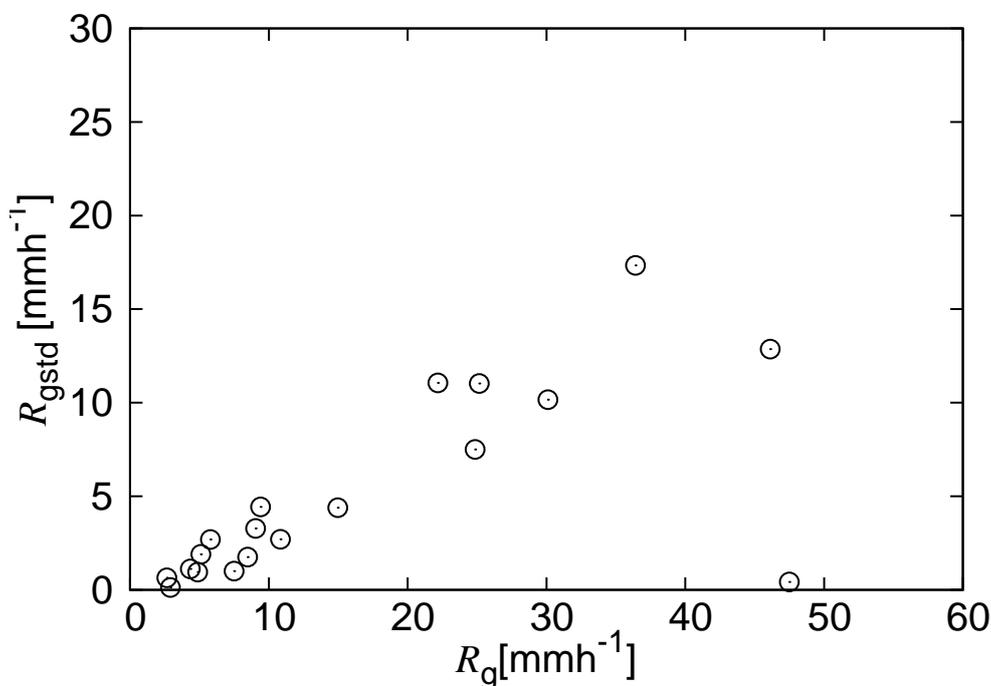


図 4.10: ディストロメータで得られた 1 分間降雨強度の 10 分間分の平均降雨強度  $R_g$  とその標準偏差  $R_{gstd}$

#### 4.4.2 上空での観測空間の違いおよび粒子種類の違いによる降雨の変化

上空の雨について、地上の平均降雨強度  $R_g$  が  $20\text{mmh}^{-1}$  以下のときと同等の雨の強さを想定した。式 (4.1) より、降雨強度  $R$  が  $20\text{mmh}^{-1}$  のとき、 $Z$  は約  $43\text{dBZ}$  に相当する。ここで注意すべきこととして、一般にレーダー観測で得られる  $Z$  の単位にはデシベル [dBZ] が使われている。  $Z$  の単位を  $[\text{mm}^6\text{m}^{-3}]$  から [dBZ] に変換する際には、 $10\log_{10}Z[\text{mm}^6\text{m}^{-3}]$  とする。

以上より、高度  $2500\text{m}$  以下のビデオゾンデ経路上のレーダー反射因子の平均値 ( $Z_{ave}$ ) が  $43\text{dBZ}$  以下の事例を地上と上空での雨の強さが比較的同じものとした。さらに、雪片の有無とビデオゾンデ経路上のレーダー因子の標準偏差  $Z_{gstd}$  も調査した。

表 4.2 は、12 個のビデオゾンデの放球事例における  $Z_{ave}$ 、 $Z_{gstd}$  と放球後 10 分間の  $R_g$ 、1 回の放球で観測された雪片個数の算出結果である。丸印は多群検定もしくは検証用に使用さ

れた事例である．表 4.2 の文字の色については，赤字が雪片の観測個数が 0 個，または  $R_g$  が  $20\text{mmh}^{-1}$  以上， $Z_{\text{ave}}$  が 43dBZ 以上の数値を意味する．したがって黒字は地上と上空の降雨の強さが等しいと想定される状況を意味している．

上空で雪片が観測され，かつ  $R_g$  が  $20\text{mmh}^{-1}$  未満， $Z_{\text{ave}}$  が 43dBZ 未満のときの放球事例は，表 4.2 において，すべて黒字で表示されている事例，つまり 2013 年の No.01, No.06, No.07, No.11, No.14 の 5 つの事例であった．ただし，2012 年 No.08 の事例においては， $Z_{\text{gstd}}$  がほかの事例に比べて 8dBZ 以上と極端に大きいのでビデオゾンデ経路上の降雨の変化が大きいとした．2012 年 No.07 では，高度 2500m 以下におけるビデオゾンデ経路上のレーダーデータは得られなかった．

したがって，上記の 5 つの事例（2013 年の No.01, No.06, No.07, No.11, No.14）において，地上と上空の雨の強さが比較的同じとした．

表 4.2 を参考にして，本章で取り組む以下の 3 つの解析について，それぞれの解析に使用する事例を整理した． $ratio(l)$  の算出によって，ビデオゾンデで得られた雨滴個数を補正するための補正係数 ( $1/ratio(l)$ ) が得られるが，補正係数の算出に使用した事例を用いて雨滴粒径分布や  $Z$  を推定することはできない．そこで校正のための事例と検証のための事例を分離する必要がある．

- $ratio(l)$  算出のための多群検定
- 補正された雨滴粒径分布の検証
- 補正された雨滴粒径分布を用いて推定された  $Z$  の検証

まず，地上と上空の雨の強さが比較的同じと想定された 5 つの事例のうち，3 つの事例（2013 年の No.01, No.11, No.14）を  $ratio(l)$  算出のための多群検定用に，残りの 2 つの事例（2013 年 No.06, No.07）を雨滴粒径分布の検証に使用する．次に， $Z$  の検証にはビデオゾンデと同期された実際のレーダーデータを使用する．そのため，高度 2500m 以上や，地上と上空で降雨の変化が大きい事例も  $Z$  の検証として取り入れる．つまり  $Z$  の検証の際には  $ratio(l)$  算出のための多群検定に使用した事例以外のすべての事例を使用する．

表 4.2: 高度 2500m 以下におけるビデオゾンデ経路上の  $Z_{ave}$ ,  $Z_{gstd}$  と放球後 10 分間の  $R_g$ , 1 回の放球で観測された雪片個数．丸印は多群検定もしくは検証用に使用された事例．

放球日時(JST), 番号	$Z_{ave}$ [dBZ]	$Z_{gstd}$ [dBZ]	$R_g$ [mmh <sup>-1</sup> ]	雪片 個数	多群 検定	$N(D)$ 検証	$Z$ 検証
2012 05/20 09:35, No.06	45.9	0.7	36.4	4			○
2012 05/20 10:00, No.07	-	-	46.1	1			○
2012 05/20 11:03, No.08	46.9	8.8	9.0	5			○
2013 05/16 20:32, No.01	34.6	2.5	5.1	9	○		
2013 05/21 10:10, No.06	41.4	0.0	14.9	13		○	○
2013 05/23 04:30, No.07	36.7	1.6	4.8	1		○	○
2013 05/23 08:31, No.08	42.0	2.8	22.1	2			○
2013 05/23 12:27, No.10	42.7	3.9	10.8	0			○
2013 05/23 14:33, No.11	40.1	1.5	7.4	8	○		
2013 06/04 18:20, No.14	33.8	1.0	4.3	30	○		
2013 06/05 04:51, No.17	40.7	3.2	47.4	6			○
2013 06/05 07:35, No.19	41.4	1.9	30.1	12			○

## 4.4.3 ビデオゾンデとディストロメータの雨滴個数比率

地上と上空の雨の強さが比較的同じと想定された 3 つの事例 (No.01, No.11, No.14) を用いて, 4 分毎のビデオゾンデの雨滴個数  $nv(l)$  を一つの群として, 小さい・中程度・大きい粒径グループそれぞれについて, 事例別, 4 分毎の高度別に多群検定を行った. 3 つの粒径クラスのグループは表 4.3 のように分類される. 一つの群に含まれるサンプル数は, 一つの粒径クラスのグループに対して 3 個から 4 個となる. Bartlett 検定においては, 一つの群あたりに少なくとも 2 つ以上のデータが必要である. また, No.01, No.11, No.14 の放球事例においては, 4 分毎のビデオゾンデのデータが高度 2500m 以下において, それぞれ 3 個, 2 個, 3 個の雨滴個数のヒストグラム (図 4.7 のヒストグラムの絵に相当) が得られた.

表 4.3: 3 つの粒径クラスのグループに属する粒径クラス  $l$  の範囲

小さい粒径クラス	中程度の粒径クラス	大きい粒径クラス
3-5	5-9	10-12

表 4.4 は, 図 4.8 にしたがって多群検定を実行したときの, 各検定における  $p$  値の結果と各群の  $nv(l)$  が均一かどうかについての判定結果を記載した. 3 つの粒径クラスのグループにおいて, 「各群の  $nv(l)$  はすべて均一」と判定されたことから, 多群検定に使用した 3 つの放球事例, No.01, No.11, No.14 を用いて  $ratio(l)$  を算出した.

表 4.4: 3 つの粒径クラスそれぞれについて多群検定で得られた  $p$  値と検定結果

粒径クラスのグループ	Bartlett 検定	一元配置分散分析	Kruskal-Wallis 検定	各群の $nv(l)$ はすべて均一と判定されたもの:
小さい	1.093e-12	-	0.014	
中程度	0.006	-	0.014	
大きい	0.399	0.168	-	

図 4.11 に粒径クラス毎の  $ratio(l)$  の算出結果を箱ひげ図で示した. 箱ひげ図作成の条件を設けた. 小さい・中程度の粒径クラスのグループにおいては比較的観測個数が多いので粒径クラス毎の観測個数 ( $bsum(l)$ ) が 5 個より多い場合に相当する  $ratio(l)$  のみを用いた. 大きい粒径クラスのグループについては,  $bsum(l)$  が 3 個以上とした. ただし, ここでの  $bsum(l)$  は, ビデオゾンデで得られた粒径クラス毎の単位体積あたりの観測個数  $nv(l)$  とは異なるこ

とに注意する． $bsum(l)$  はビデオゾンデで観測された雨滴を粒径クラス毎に分類したときの粒径クラス毎の個数そのものを意味している．図 4.12 に箱ひげ図の見方を記載する．一つの粒径クラスのグループで作成された箱ひげ図は 10 個前後のサンプルから構成されている．雨滴個数の補正係数 ( $1/ratio(l)$ ) として  $ratio(l)$  の分位数を使用することとする．補正係数が極端な  $ratio(l)$  の値に左右されることがないようにするためである．

図 4.11 の箱の左側に記載された数字は  $ratio(l)$  の 50 パーセンタイル値を示している．一方，大きい粒径クラスのグループにおいては，箱の右側に上から  $ratio(l)$  の 75, 50, 25 パーセンタイル値をそれぞれ記載している．

小さい・中程度の粒径クラスのグループでは大きい粒径クラスのグループに比べて  $ratio(l)$  のばらつきが小さい．小さい・中程度の粒径クラスのグループでは  $ratio(l)$  の 50 パーセンタイル値を採用して雨滴個数を補正することとする．

大きい粒径クラスのグループは比率の変動が大きい．いま大きい粒径クラスのグループの補正係数 ( $1/ratio(l)$ ) を算出すると， $ratio(l)$  の 25, 75 パーセンタイル値に対して，それぞれ補正係数が 4.34, 1.09 となった．つまり，ビデオゾンデで得られた雨滴個数を 1.09 ~ 4.34 倍するとディストロメータの雨滴個数を表現できることになる．ここで注意することとして，1mm 以上の大きい粒子の補正係数の変動が大きい場合，体積や粒径の 6 乗和としての  $Z$  に多大な影響を与えるとされる．大きい粒径クラスのグループについては最適な  $ratio(l)$  の値を条件付きで選出する必要がある．

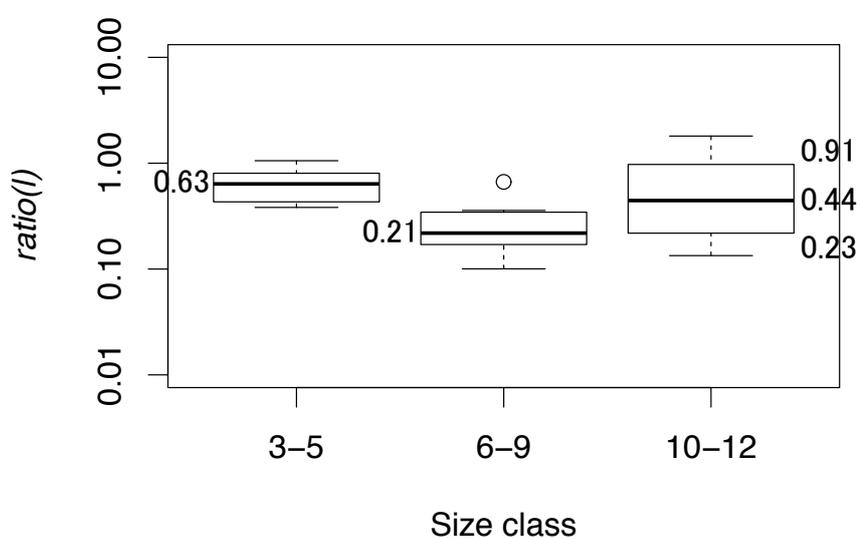


図 4.11: 3つの粒径クラスのグループに対する  $ratio(l)$  の箱ひげ図。箱内の太い実線は  $ratio(l)$  の 50 パーセントイル値を，箱の両端はそれぞれ  $ratio(l)$  の 25, 75 パーセントイル値を示す。

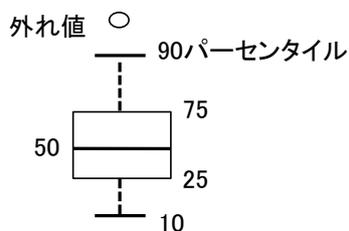


図 4.12: 箱ひげ図の見方

#### 4.4.4 最適な補正係数の検討

大きな粒径クラスのグループに対して最適な補正係数を選出するために、最適な  $ratio(l)$  の分位数を、4 分間にビデオゾンデで捕捉された雨滴の観測総個数  $wa$  を用いて選出する方法を議論する。 $wa$  は  $bsum(l)$  のすべての粒径クラスでの和を意味する。

$Z$  の誤差に着目し、4 分間にビデオゾンデで観測された雨滴個数と  $ratio(l)$  の関連性を調査した。 $ratio(l)$  算出に使用した事例以外のすべての事例を用いて、ビデオゾンデで得られた  $nv(l)$  を補正して推定された  $Z$  とディスドロメータで直接算出された  $Z$  の誤差を算出した。本来ならば、ビデオゾンデとディスドロメータの比較の際には、観測特徴の異なる 2 つの観測機器を使用していることから、地上と上空での降雨の強さが等しいと想定される事例のみを用いるべきである。しかしここでは、地上と上空での  $Z$  の変動は少ないと仮定して、最適な  $ratio$  の分位数を決定すべく、小さい  $wa$  から大きい  $wa$  までを含めた多くの事例を使用することを最優先事項とした。

図 4.13 は  $x$  軸に  $wa$  を、 $y$  軸にビデオゾンデで得られた  $nv(l)$  を補正して推定された  $Z$  とディスドロメータで直接算出された  $Z$  の誤差を示す。四角い点は大きい粒径クラスのグループに対して  $ratio(l)$  の 25 % タイル値、すなわち補正係数  $1/ratio(l)=4.34$  を使用した結果である。丸い点は  $ratio(l)$  の 75 % タイル値、すなわち補正係数  $1/ratio(l)=1.09$  を使用した結果である。

2013 年 No.10 の事例は雨滴の観測総個数  $wa$  が 140 個であった。2013 年 No.10 の事例を境目に、 $wa$  が 140 個以上のとき  $ratio(l)$  の 75 % タイル値を用いたほうが  $Z$  の誤差は 0 に近づくことが分かった。 $Z$  の絶対値誤差は約 3dBZ 以下であった。 $wa$  が 140 個未満のとき、25 % タイル値を用いた場合に  $Z$  の絶対値誤差が 7dBZ 以下であった。したがって  $wa$  が 140 個未満のとき、大きい粒径クラスのグループでは  $ratio(l)$  の 25 パーセントイル値を使用し、140 個以上のときには 75 パーセントイル値を使用することとする。

以上より粒径クラスに応じた補正係数と  $bsum(l)$  の条件を表 4.5 に示す。ここで、補正係数を用いた粒径分布推定の方法として、ビデオゾンデで得られた雨滴個数を補正し、補正された雨滴個数のみを用いて最小二乗法によりフィッティングを行う（次節で詳しく説明）。補正係数が与えられていない粒径クラスについては、推定された粒径分布の誤差が大きくなる可能性が考えられる。一般的な雨滴粒径分布の形状は、小さい粒径の雨滴個数が圧倒的に多く、大きい粒径の雨滴個数は少ないという特徴をもつ。そこで小さい粒径クラスの粒径分布が極端に小さくなるのを防ぐため、粒径クラス  $l$  が 1 と 2 のときの補正係数が小さい粒径クラスのグループ ( $l$  が 3 から 5 のとき) で得られた補正係数と等しいと仮定した。 $l$  が 12 より大きい粒径クラスに対する粒径分布の誤差については、次節の粒径分布の推定結果の検証

において詳しく議論する．

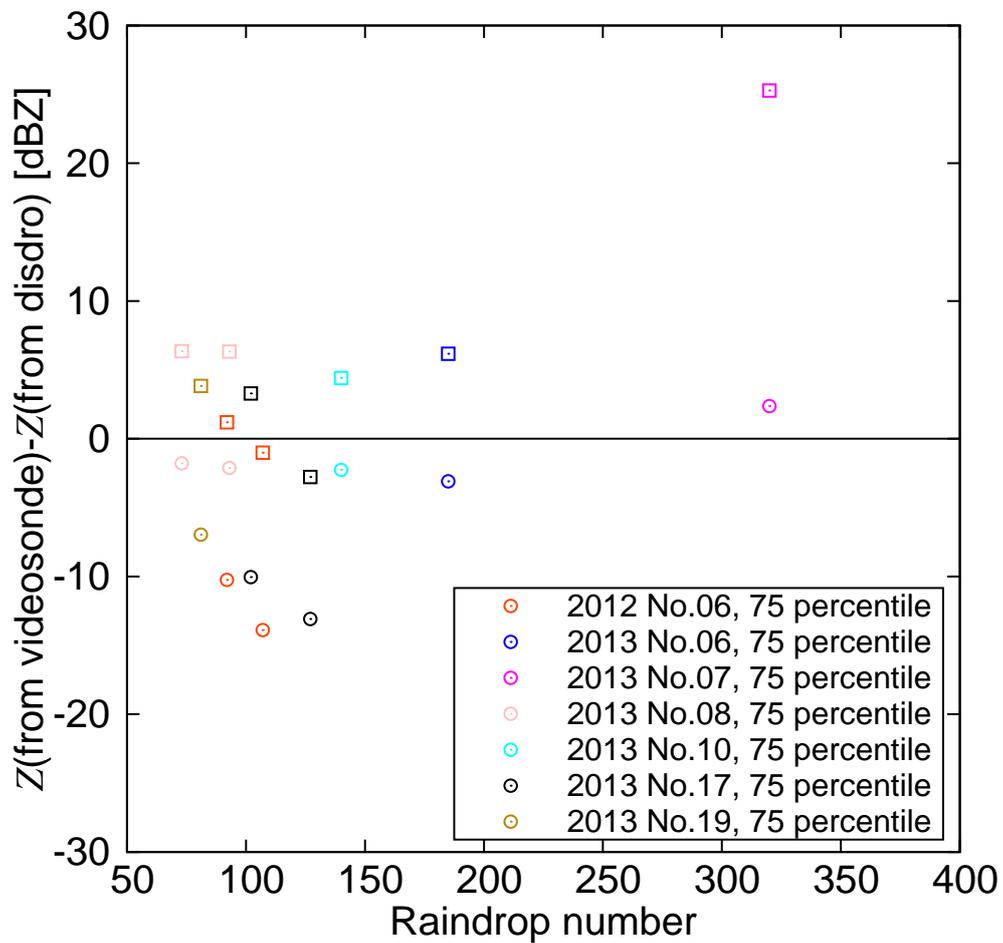


図 4.13:  $ratio(l)$  の分位数に応じた  $Z$  の誤差と 4 分間にビデオゾンデで得られた雨滴個数  $wa$  ( $x$  軸) の関係． $y$  軸はビデオゾンデから得られた雨滴粒径分布によって算出された  $Z$  とディストロメータから算出された  $Z$  の誤差．四角い点と丸い点はそれぞれ  $ratio(l)$  の 25, 75 パーセンタイル値を用いた結果．

表 4.5: 粒径クラス毎の補正係数と  $bsum(l)$  の条件

$l$	1-2	3-5	6-9	10-12
$bsum(l)$ の条件	$bsum(l) > 5$	$bsum(l) > 5$	$bsum(l) > 5$	$bsum(l) \geq 3$
補正係数 $1/ratio(l)$	1.58	1.58	4.76	4.34 (when $140 \geq wa$ )
				1.09 (when $wa > 140$ )

#### 4.4.5 補正係数を施したビデオゾンデの粒径分布推定

表 4.5 で得られた補正係数の結果を用いて、ビデオゾンデで得られた単位体積あたりの雨滴個数  $nv(l)$  を補正し、雨滴粒径分布を推定した。ビデオゾンデから推定される雨滴粒径分布を、レーダーで推定された雨滴粒径分布の比較検証用として役立てるために、大きい粒径の粒径分布を正確に推定して、粒径の 6 乗で表現されるレーダーパラメータ、 $Z$  の誤差を小さくしておくことが重要である。

本研究では、同期観測で得られた雨滴粒径分布がガンマ分布に従うと仮定する。

3 つの粒径分布パラメータ ( $\mu, \Lambda, N_0$ ) を推定するため、事前準備として、ビデオゾンデの単位体積あたりの雨滴個数  $nv(l)$  を補正して次式のように粒径分布値  $N_{\text{cor}}(l)$  [ $\text{mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ ] を算出する。

$$N_{\text{cor}}(l) = \frac{1}{\text{ratio}(l)} \frac{nv(l)}{\text{wid}(l)} \quad (4.6)$$

$\text{wid}(l)$  は粒径幅である。

以下に、 $nv(l)$  の補正により算出された粒径分布値、 $N_{\text{cor}}(l)$  を用いた粒径分布パラメータの決定方法を 2 つあげる。

一つ目は、該当する全ての粒径クラスに対して  $N_{\text{cor}}(l)$  を算出し、最小二乗法によりフィッティングを行い粒径分布パラメータを決定する方法である。最小二乗法を用いるためには、十分なサンプル数が必要であることから、最小二乗法を用いるときの条件として、観測個数に関する条件に合った粒径クラスの種類が 3 つ以上存在するときとする。また、相関係数は 0.5 以上とする。

二つ目は、3 つの粒径クラスに対して  $N_{\text{cor}}(l)$  を算出し、ガンマ関数の 3 つの連立方程式を解くことで粒径分布パラメータ ( $N_0, \mu, \Lambda$ ) を決定する方法 (連立方程式法とする) である。ただし  $\mu$  を -3 から 3 までの整数値とし、最適な  $\mu, \Lambda$  を決定する。具体的には、ガンマ関数の 3 つの式から、2 つの  $\Lambda$  ( $\Lambda_{\text{sim1}}$  と  $\Lambda_{\text{sim2}}$  とする) を算出し、 $\Lambda_{\text{sim1}}$  と  $\Lambda_{\text{sim2}}$  の絶対値誤差 ( $\Delta\Lambda_{\text{sim}}$ ) が最小となる  $\mu$  を決定する。決定された  $\mu$  に対して、そのときの  $\Lambda_{\text{sim1}}$  と  $\Lambda_{\text{sim2}}$  の平均値を、決定された  $\Lambda$  とする。決定された  $\mu$  と  $\Lambda$  をガンマ関数の 3 つの式のうちの一つに代入して  $N_0$  を求める。

連立方程式法で注意すべきことは、粒径クラスの選び方によって粒径分布パラメータの算出結果が変化することである。この方法は、最小二乗法に比べて、ガンマ分布パラメータの決定に用いる粒径クラスの種類が少ないことが特徴であるが、選出された 3 つの粒径クラスにおいては、算出された粒径分布値、 $N_{\text{cor}}(l)$  にガンマ分布が合うようにガンマ分布パラメータが決定されることが予想される。本研究では、大きい粒径クラスの雨滴粒径分布を正確に表現するため、大きい粒径クラスを優先する。

2つの粒径分布推定方法を 2013 年 No.06, No.07 の放球事例に適用した。表 4.6 は、2つの放球事例について、ビデオゾンデデータに連立方程式法を適用したときに選出された粒径クラス、 $\Delta\Lambda_{sim}$  の値と、最小二乗法を適用したときの相関係数を示す。 $ct$  は 4 分間毎のデータ番号である。例えば、放球直後の最初の 4 分間を  $ct = 1$  とし、次の 4 分間を  $ct = 2$  とする。2013 年 No.07 は 4 分間毎の雨滴群のデータが高度 2500m 以下において 2 つ存在した。

最小二乗法を用いた粒径分布の推定結果、3 つの推定された粒径分布は相関係数が 0.8 以上であり、最小二乗法によるフィッティングが適正に行われたことがわかる。また、連立方程式法の妥当性については、 $\Delta\Lambda_{sim}$  は決定された  $\Lambda$  の 1000 分の 1 から 10 分の 1 を示し、 $\mu$  と  $\Lambda$  の決定は十分な精度で行われたといえる。

表 4.6: ビデオゾンデデータに連立方程式法を適用したときに選出された粒径クラス、 $\Delta\Lambda_{sim}$ 、決定された  $\Lambda$  の値と、最小二乗法を適用したときの相関係数を示す。

事例	選出された粒径クラス	$\Delta\Lambda_{sim}$	$\Lambda$	相関係数
2013 No.06 $ct=1$	12, 11, 10	0.01	5.9	0.86
2013 No.07 $ct=1$	12, 11, 9	0.02	2.0	0.97
2013 No.07 $ct=2$	12, 11, 10	0.0006	3.0	0.96

図 4.14 から図 4.16 にそれぞれの粒径分布推定手法による結果を示す。上の図はディストロメータで測定された粒径分布（赤の棒）と最小二乗法により推定された粒径分布（緑の破線）、連立方程式法により推定された粒径分布（青の破線）である。下の図は、ビデオゾンデで捕捉された粒径分布（緑の棒）と、上の図と同様に最小二乗法により推定された粒径分布（緑の破線）、連立方程式法により推定された粒径分布（青の破線）を示す。緑の四角点は粒径分布値 ( $N_{cor}(l)$ ) である。

図 4.14 上 ~ 図 4.16 上より、3 つの粒径分布の推定結果全てにおいて、連立方程式の算出に使用した 3 つの粒径分布値（緑の四角点）が連立方程式法で推定された粒径分布（青い破線）の近傍にあった。しかし、連立方程式法に使用された 3 つの粒径分布値を除いた点については、必ずしも青い破線付近に存在するとは限らない。実際に、連立方程式で推定された粒径分布はディストロメータで測定された粒径分布に対して、全ての粒径クラスで合っているとは言い難い。

一方、最小二乗法によるフィッティングでは、補正されたすべての粒径分布値を考慮してフィッティングを行うことができるので補正係数を用いた粒径分布推定に有効である。3 つの粒径分布の推定結果全てにおいて、ビデオゾンデで推定された粒径分布がディストロメータで測定された粒径分布とすべての粒径で良く合っていた。今後、ビデオゾンデで捕捉され

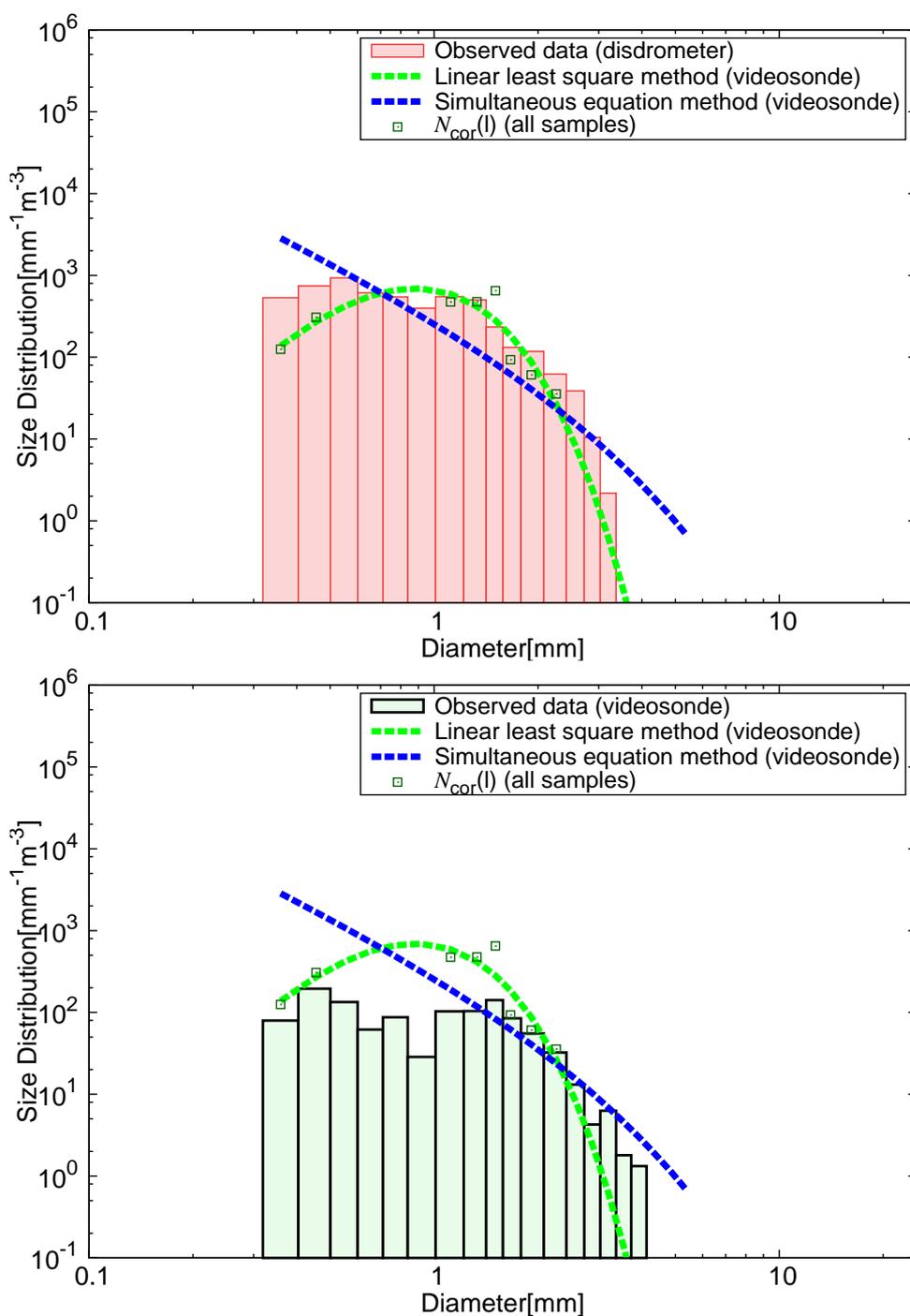


図 4.14: No.06 の放球直後 1 回目の 4 分間 (ct=1) . 上 : ディスドロメータで測定された粒径分布 (赤の棒) と最小二乗法により推定された粒径分布 (緑の破線) , 連立方程式法により推定された粒径分布 (青の破線) . 下 : ビデオゾンデで捕捉された粒径分布 (緑の棒) , 破線は上の図と同様 . 緑の四角点は補正された粒径分布値 .

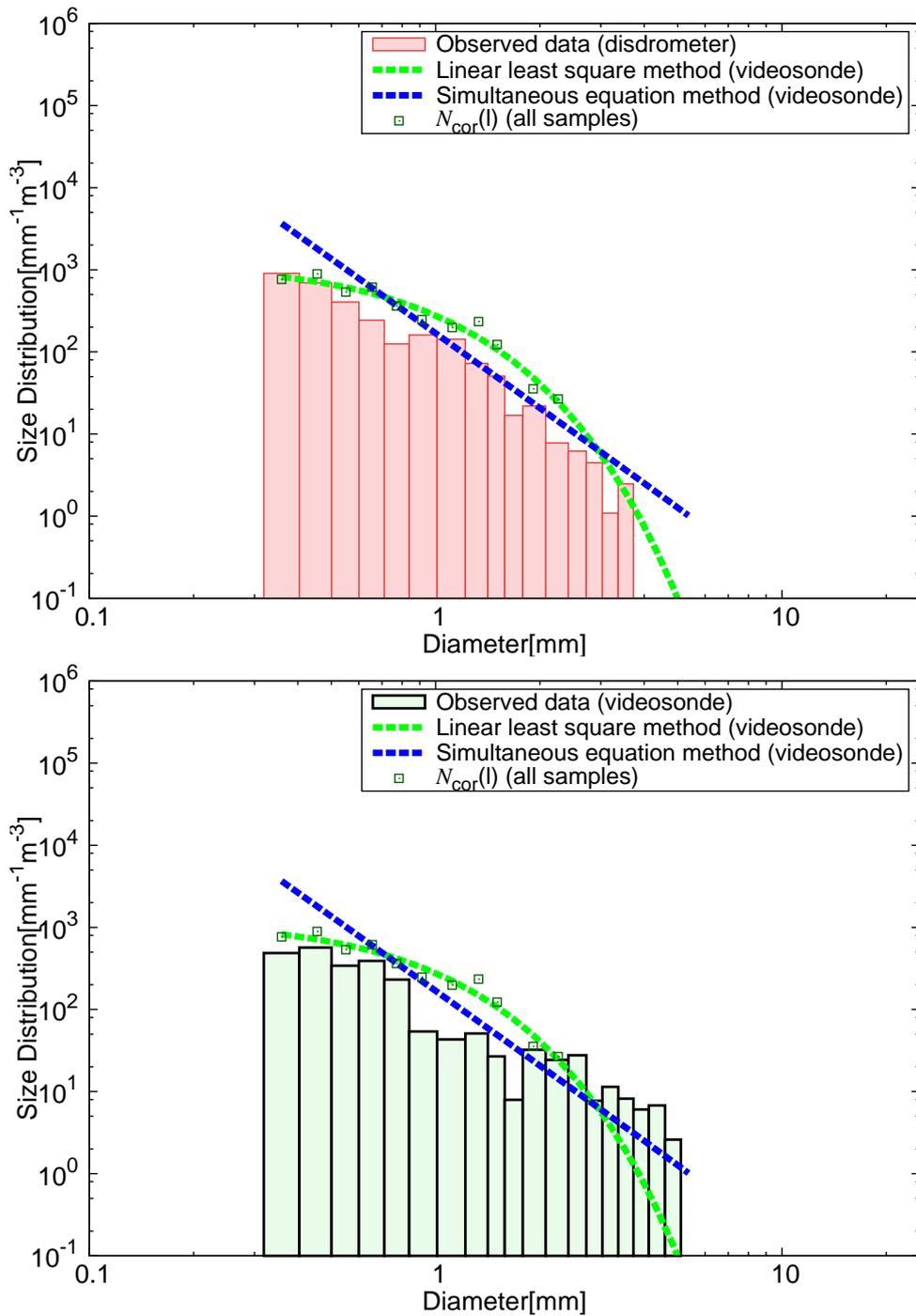


図 4.15: No.07 の放球直後 1 回目の 4 分間 (ct=1) . 上: ディスドロメータで測定された粒径分布 (赤の棒) と最小二乗法により推定された粒径分布 (緑の破線), 連立方程式法により推定された粒径分布 (青の破線). 下: ビデオゾンデで捕捉された粒径分布 (緑の棒), 破線は上の図と同様. 緑の四角点は補正された粒径分布値.

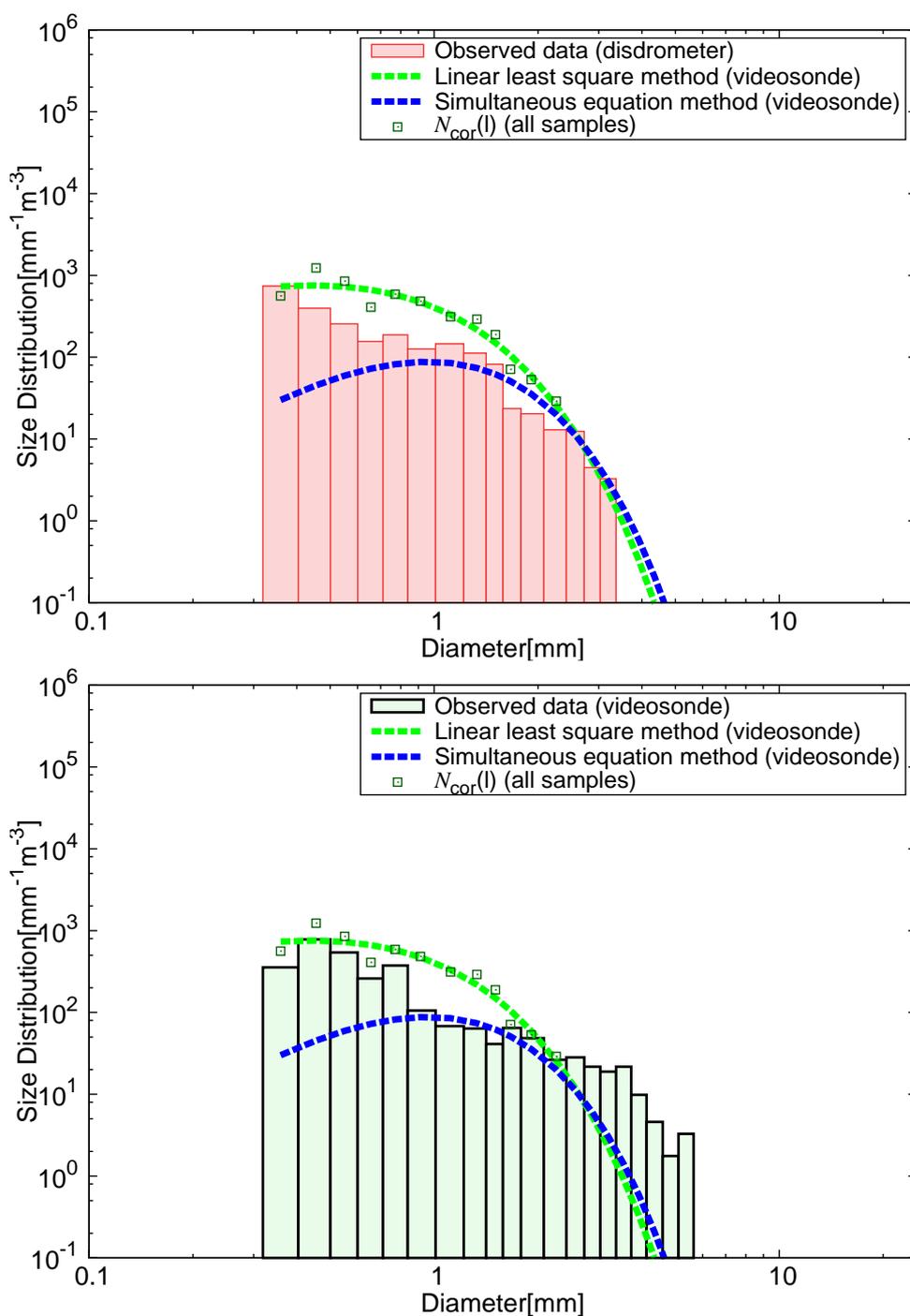


図 4.16: No.07 の放球直後 1 回目の 4 分間 (ct=2) . 上 : ディスドロメータで測定された粒径分布 (赤の棒) と最小二乗法により推定された粒径分布 (緑の破線) , 連立方程式法により推定された粒径分布 (青の破線) . 下 : ビデオゾンデで捕捉された粒径分布 (緑の棒) , 破線は上の図と同様 . 緑の四角点は補正された粒径分布値 .

た雨滴の個数を補正して粒径分布を推定する際には、最小二乗法による粒径分布推定手法を用いることとする。

今回の粒径分布の推定結果は、幸いにもビデオゾンデで推定された粒径分布はディストロメータで測定された粒径分布を表現できていた。しかし、表 4.5 より、 $l > 12$  の補正係数を設定していないことから、 $l=12$  を超える大きい粒子がビデオゾンデで観測された場合、大きい粒子の粒径分布を適切に推定できない可能性がある。粒径分布のテール部分に相当する大きい粒子の粒径分布を表現できるかどうかは体積量および  $Z$  の誤差に影響する。

図 4.14 下～図 4.16 下の図のうち、No.07 (ct=2) の事例では、最小二乗法で推定された粒径分布ではビデオゾンデで観測された粒径分布のテール部分に相当する大きい粒子が表現できていなかった。最小二乗法で得られた粒径分布では表現されなかった粒径分布のテール部分の粒径クラスが 2 クラス存在していた。

粒径クラス  $l$  が 12 より大きいときの個数比率を検討するためには、粒径が大きい粒子のサンプル数を増やすことが大事である。そのためにはビデオゾンデのカメラの視野を広げて捕捉領域を拡大することも一つの解決策として考えられる。

#### 4.4.6 推定された雨滴粒径分布を用いた $Z$ の算出

補正係数の取得に使用した放球事例を除いた 9 つの事例のうち、ビデオゾンデ経路上のレーダーデータが存在した 6 つの事例において、補正係数を用いて推定された  $Z$  と実際の  $Z$  (水平偏波を使用) を比較した (表 4.2 の「 $Z$  検証」に該当)。

ビデオゾンデで捕捉された雨滴の個数を補正し、推定された粒径分布パラメータから  $Z$  を算出した。

図 4.17 (a) (b) の  $x$  軸はビデオゾンデ経路上の  $Z$  の平均値を示す。図 4.17 (a) の  $y$  軸は補正をせずにビデオゾンデで捕捉された雨滴個数から直接計算された  $Z$ 、図 4.17 (b) の  $y$  軸はビデオゾンデで捕捉された雨滴個数を補正して計算された  $Z$  を示す。 $Z$  の計算はガンマ分布のパラメータを式 (3.5) の右辺に代入して算出された。

図 4.17 (a) より、補正をせずにビデオゾンデで捕捉された雨滴個数から直接計算された  $Z$  は実際のレーダー観測によって得られた  $Z$  と比べると、2013 年 No.07 の放球事例を除いたほとんどの事例でビデオゾンデで直接計算された  $Z$  は過小になっていた。この結果は、ビデオゾンデで捕捉される雨滴個数は全体的に過小評価の傾向にあることを意味している。また、ビデオゾンデが過小評価の傾向にあることは、表 4.5 より、3 つの粒径クラスのグループに対する補正係数がすべて 1 以上であることからわかる。

図 4.17 (b) から、補正係数を施して推定された  $Z$  の誤差について議論する。2012 年 No.08 と 2013 年 No.10 は  $Z$  の誤差が最も大きく 10dBZ を超えていた。 $Z$  の誤差が 10dBZ 以上というのは決して無視できる値ではない。例えば、実際には 40dBZ の雨の場合について、+10dBZ の誤差が生じると仮定して 50dBZ の雨が観測されていた場合、降雨強度に換算すると約  $10\text{mmh}^{-1}$  と  $40\text{mmh}^{-1}$  という違いが生じることになる。

図 4.18 上下はそれぞれ 2012 年 No.08、2013 年 No.10 の事例において、ビデオゾンデで捕捉された粒径分布のヒストグラム (緑の棒) と、ビデオゾンデで捕捉された雨滴の個数を補正して最小二乗法により推定された粒径分布 (緑の破線) を示す。緑の四角点は粒径分布値である。

2012 年 No.08 の事例について、図 4.18 上より、推定された粒径分布のテールの部分において粒径分布がほとんど減少していない。このとき最小二乗法を行うための粒径分布値の個数が 7 個と比較的少なく、粒径分布値が得られた粒径クラスの最大値が  $l=9$  であった。同様に、図 4.14 ~ 図 4.16 の粒径分布の推定結果を調査したところ、粒径分布値の個数は 8 ~ 12 個であり、また粒径分布値が得られた粒径分布クラスの最大値はいずれの結果も  $l=12$  であった。少なくとも  $l$  が 9 よりも大きい粒径クラスについて補正がなされていることが粒径分布および  $Z$  の推定精度に影響することが分かった。すなわち、表 4.5 の補正係数の条件より、

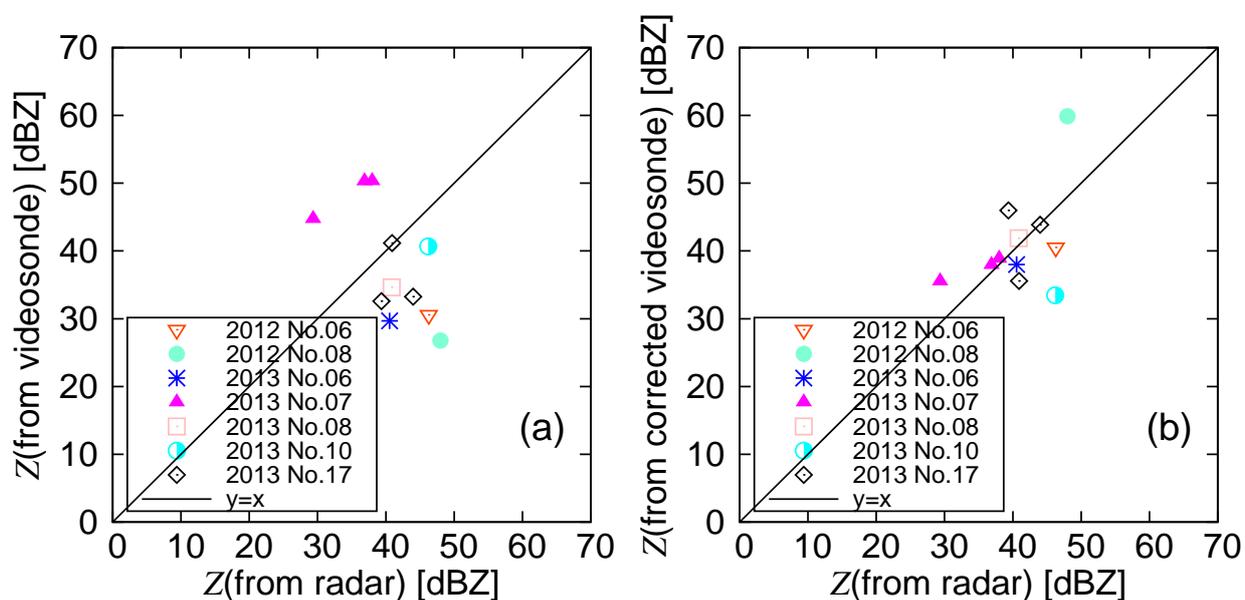


図 4.17: (a) (b) の  $x$  軸はビデオゾンデ経路上の  $Z$  の平均値 (a) の  $y$  軸は補正をせずにビデオゾンデで得られた雨滴個数から直接計算された  $Z$  (b) の  $y$  軸はビデオゾンデで得られた雨滴個数を補正して計算された  $Z$  .

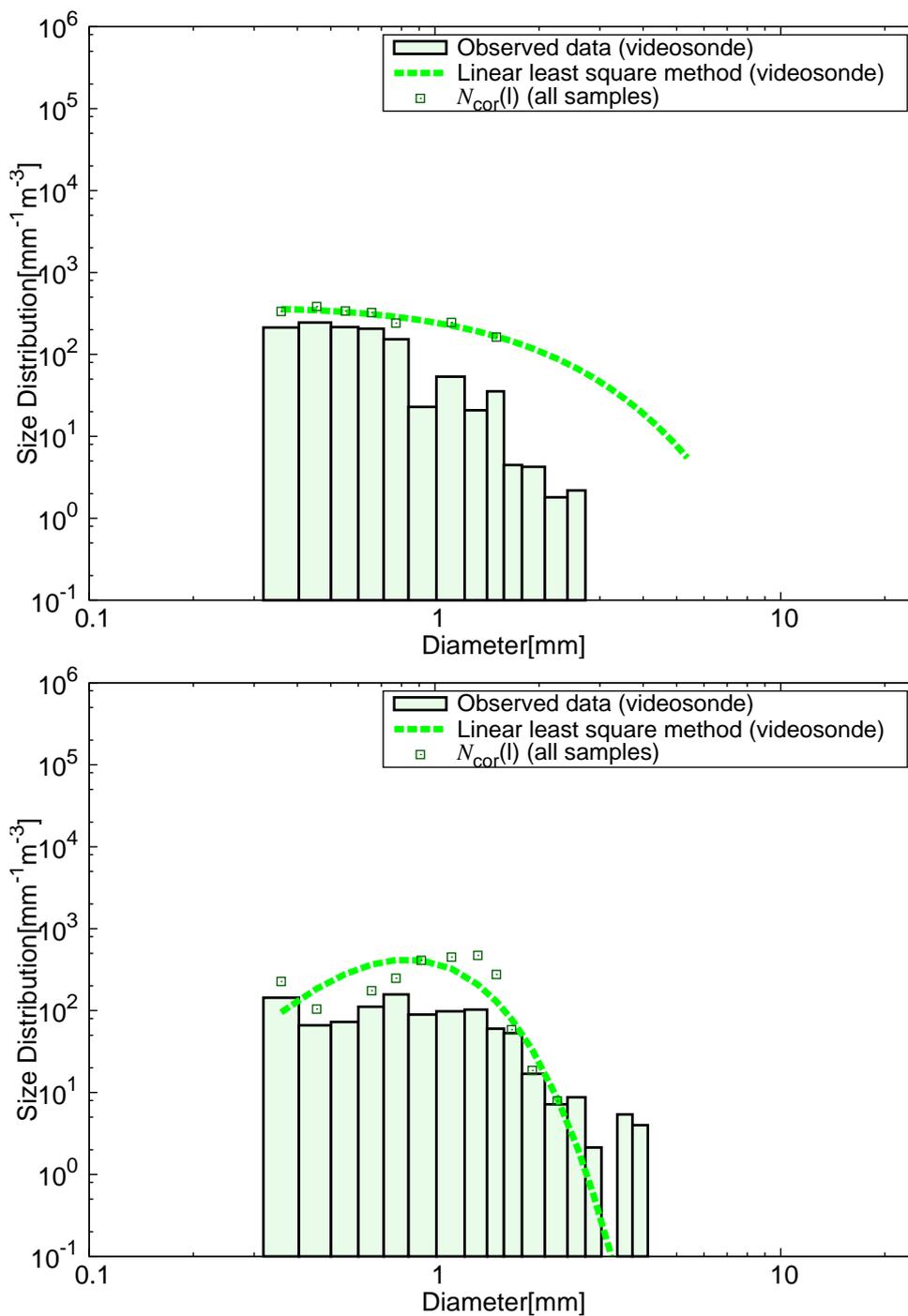


図 4.18: 上 : 2012 年 No.08 . 下 : 2013 年 No.10 . ビデオゾンデで捕捉された粒径分布 ( 緑の棒 ) と最小二乗法により推定された粒径分布 ( 緑の破線 ) , 緑の四角点は粒径分布値 .

大きい粒径クラスのグループ ( $l$  が 9 ~ 12 のとき) について粒径クラス毎の観測個数  $b_{sum}(l)$  が 3 個以上であることが必要であるといえる。

2013 年 No.10 の事例については、図 4.18 下より、推定された粒径分布では表現されていなかった粒径分布のテール部分の粒径クラスが、ビデオゾンデで捕捉された粒径分布では 2 クラス存在していた。表 4.5 の補正係数の条件において  $l$  が 12 以下であることから、 $l=12$  を超える大きい粒子がビデオゾンデで観測された場合、大きい粒子の粒径分布を適切に推定できない場合があることが確認された。今後は、推定された粒径分布では表現されていなかった粒径分布のテール部分の粒径クラスが 2 クラス以上存在する場合には、粒径分布の推定を行わないこととする。

図 4.17 (a) (b) から、補正係数の有無による  $Z$  の誤差について議論する。補正係数を用いて粒径分布が適切に推定されなかった 2 つの事例 2012 年 No.08 と 2013 年 No.10 を除いて  $Z$  の  $RMSE$  (Root Mean Square Error) を算出した、補正係数を使用せずにビデオゾンデで捕捉された雨滴から直接算出された粒径分布では  $RMSE$  が 13.0dBZ (図 4.17 (a))、補正係数を使用して最小二乗法により推定された粒径分布では、 $RMSE$  が 4.2dBZ (図 4.17 (b)) であった。補正係数を用いた場合の  $Z$  の誤差は、補正係数を用いなかった場合に比べて、3 分の 1 以下になり、レーダーパラメータ  $Z$  の観点から雨滴個数を補正した効果が見られた。ビデオゾンデから雨滴粒径分布や  $Z$  を十分に推定できる場合があることが確認された。

## 4.5 結論

本章はバルーン装着型の降水粒子の直接観測機器であるビデオゾンデの定量性を統計的手法を用いて検討した。高度 2500m 以下において、4 分間毎のビデオゾンデと 1 分間毎の雨滴計 (ディストロメータ) から得られた単位体積あたりの粒径クラス毎の雨滴個数 (それぞれ、 $nv(l)$  と  $nd(l)$ ) の比率 ( $ratio(l)$ ) を算出し、ビデオゾンデで捕捉された雨滴の個数を補正するための最適な補正係数 ( $1/ratio(l)$ ) を決定した。 $ratio(l)$  算出の条件として、時間・場所・高度・観測粒子の種類について降雨の変化が小さい事例を多群検定によって判定した。

補正係数は小さい粒径クラス (粒径が 0.5 ~ 0.8mm)、中程度の粒径クラス (粒径が 0.8 ~ 1.5mm)、大きい粒径クラス (粒径が 1.5 ~ 2.4mm) のグループそれぞれについて個数比率の分位数 (25・50・75 パーセントイル値) にもとづいて決定された。大きい粒径クラスのグループは個数比率の変動が比較的大きいことから、4 分間にビデオゾンデで捕捉された雨滴の観測総個数  $w_a$  が 140 個を境界として最適な個数比率の分位数の場合分けを行った。

補正係数を用いて粒径分布および粒径の 6 乗和 ( $Z$ ) の検証を行った。補正された粒径分布値を最小二乗法によりガンマ分布でフィッティングして粒径分布を推定した。

小さい粒径クラス，中程度の粒径クラスのグループそれぞれについて，ビデオゾンデの単位体積あたりの雨滴個数  $nv(l)$  を 1.5 倍，4.7 倍，大きい粒径クラスについては 1.0 もしくは 4.3 倍 ( $wa$  によって決定される) すると，推定された雨滴粒径分布がディストロメータの粒径分布と合うことが分かった。

補正係数を用いて推定された  $Z$  の検証を行った。ビデオゾンデで得られた  $Z$  とビデオゾンデ経路上のレーダーパラメータ  $Z$  (水平偏波を使用) の平均値を用いて， $RMSE$  を算出した。補正係数を用いて推定された粒径分布では， $RMSE$  が 4.2dBZ であった。また，ビデオゾンデで捕捉された雨滴から直接算出された粒径分布では 13.0dBZ であった。レーダーパラメータ  $Z$  の観点から，雨滴個数を補正した効果が見られた。ただし，補正係数を用いた場合の  $Z$  の推定の条件として，大きい粒径クラスのグループにおいて粒径クラス毎の観測個数が 3 個以上であること，推定後の粒径分布では表現されなかった粒径分布のテール部分の粒径クラスが 2 クラス未満であることが必要である。以上より，放球されたビデオゾンデを用いて雨滴粒径分布および  $Z$  を十分に推定できる場合があることが明らかになった。

# 第5章 偏波レーダーおよびビデオゾンデを用いた同期観測による霰の密度推定と偏波レーダーパラメータにもとづいた霰の粒径分布および体積量推定

本章の観測内容は修士論文（小川 2013）にもとづいている．観測内容の詳細は本文の第4章で記載されている．本章における結果は近く投稿予定である（Ogawa *et al.*, SOLA）．

## 5.1 背景

豪雨の危険性を5分10分でも早く捉える手段の一つとして、雨滴が生成される前の霰の体積量を偏波レーダーで推定し、積乱雲上部の霰の体積量を把握しておくことが求められている．本章では、霰の密度推定を通じて偏波レーダーパラメータにもとづいた霰の粒径分布および体積量を推定した．ここでの霰は、霰を含む粒子を指す．レーダーを用いた霰のみの観測を行うことは難しく、積乱雲上部には霰だけでなく、氷晶や雪片などが混在していることが多いからである．

偏波レーダーを用いた霰の観測では、霰の形状や密度を考慮した誘電率を表現することが難しく、想定した散乱モデルを計算することが難しい．

レーダー観測は電場中に置かれた誘電体の散乱特性を想定する必要がある．式(2.25)、(2.34)より、誘電率に関するパラメータ  $|K|^2$  値が分極率に含まれているからである．式(2.24)より、入射電界における霰の分極率が変化することで、粒子1個あたりの散乱の断面積が表現され、レーダーデータに関する各種のパラメータ（偏波レーダーパラメータとする） $Z_{hh}$ 、 $Z_{vv}$  や  $K_{DP}$  が決定づけられる．一般に氷晶は粒径が1mm以下のものが多く見られるのに対して、霰の直径は1mm前後から3mmに集中している．レイリー散乱を仮定する場

合、式 (2.27) より、1 個の粒子あたりの散乱断面積は粒径の 6 乗に比例することから、霰は氷晶よりも散乱断面積が大きくレーダーで捉えられやすい。ただし、レイリー散乱を仮定した場合の散乱断面積の計算は、粒径が波長に対して 10 分の 1 以下であることが必要である。

霰の形状は、円錐のものが知られているが、球状に近いものも知られている。Suzuki *et al.* (2014) は沖縄本島における梅雨期のビデオゾンデ観測によって球形に近い霰が観測されたとした。レーダーの標的である粒子が球以外の場合には、電磁波の入射方向によって散乱特性が変化する。上空での粒子の向きがレーダーの観測に影響する。本章では、回転楕円体の霰を仮定し、回転楕円体の長軸がレーダービームに対して水平方向に向けた状態の霰の落下姿勢を想定する。

回転楕円体の粒子に対する  $|K|^2$  値は式 (2.50) によって表現される。通常、氷球に対する  $|K|^2$  値、つまり  $|K_i|^2$  は、式 (2.34) で表現され、およそ 0.17 とされているが、実際の上空の霰は、空気と氷の混合物であることから、式 (2.50) において、霰に対する比誘電率  $\epsilon_r$  (霰の誘電率  $\epsilon_1$  から真空での誘電率  $\epsilon_0$  を除いたもの) が不確定である。それゆえ霰に対する  $|K|^2$  値を求めるのが難しい。

以上のことから霰のみならず、氷晶、雪片など、上空の固体降水粒子の密度を直接測定することは難しいことから、固体降水粒子に対する偏波レーダーパラメータの定式化が難しい。Vivekanandan *et al.* (1994) は、円盤状の氷晶に対する電波散乱の計算結果から、密度と縦横比の関係式を用いて偏波レーダーパラメータ  $Z_{hh}$ 、 $Z_{ov}$  や  $K_{DP}$  を定式化した。

本研究では、氷と空気の誘電体における混合理論にもとづいて、霰に対する  $|K|^2$  値を霰の密度で表現した。同期集中観測で得られたビデオゾンデとレーダーの霰のデータを用いて、実際の偏波レーダーパラメータとビデオゾンデで得られた粒径分布との照らし合わせによって、霰の密度を推定した。

本研究では、積乱雲上部の霰の粒径分布はガンマ分布に従うと仮定し、ガンマ分布の 3 つのパラメータ  $N_0$ 、 $\mu$ 、 $\Lambda$  を決定した。この 3 パラメータを用いたガンマ関数は粒径分布の多様な形を表現することができる利点を持つ。しかし、4.1 節で述べられたように、 $\mu$  はガンマ関数の指数部分に含まれることから偏波レーダーパラメータを用いて 3 つの粒径分布パラメータを理論的に解くことは難しい。そこで、本研究は Brandes *et al.* (2004) や山口ら (2012) などと同様に、 $\mu$ - $\Lambda$  関係を用いて、粒径分布推定を行った。

推定された霰の密度を用いて、偏波レーダーパラメータ  $Z_{hh}$ 、 $K_{DP}$  ならびにビデオゾンデで得られた  $\mu$ - $\Lambda$  関係から粒径分布パラメータを推定した。具体的には 2 パラメータの粒径分布によって得られた  $D_{50}$  を固定して、ビデオゾンデ観測によって得られた  $\mu$ - $\Lambda$  関係から  $\mu$  と  $\Lambda$  の決定を行った。

推定された粒径分布および体積量の検証をビデオゾンデで推定された粒径分布および体積





$m$  は質量,  $\rho$  は密度, 下付き文字の  $m, i, a$  はそれぞれ実際の混合物, 氷, 空気を表す. 空気に対する  $|K_m|^2$  値への影響を無視すると次式のようになる.

$$\frac{K_m}{\rho_m} = \frac{K_i}{\rho_i} \quad (5.3)$$

上式より, 霰における  $|K|^2$  値を, 霰の密度を用いて表現することが可能となる.

本研究では, 空気に対する  $|K|^2$  値への影響を無視すると仮定し, 式 (5.3) から, 霰の密度を用いた仮想の偏波レーダーパラメータをビデオゾンデのデータを用いて表現する.

いま, 回転楕円体の霰を標的とした散乱を考える. レイリー散乱が成り立つ場合,  $Z_{hh}$  および  $K_{DP}$  は, 式 (2.51) (2.60) を用いて次式に置き換えられる.

$$Z_{hh} = \left( \frac{\rho_{gr}}{\rho_i} \right)^2 \frac{|K_{i-h}|^2}{9|K_w|^2} \int D_e^6 N(D_e) dD_e \quad (5.4)$$

$$K_{DP} = \frac{\pi k \rho_{gr}}{12 \rho_i} \int D_e^3 N(D_e) \text{Re} [|K_{i-h}| - |K_{i-v}|] dD_e \quad (5.5)$$

$\rho_{gr}$  は霰の密度,  $\rho_i$  は氷の密度 ( $0.92 \text{gcm}^{-3}$ ),  $|K_{i-h}|$ ,  $|K_{i-v}|$  は回転楕円体の氷を仮定したときの水平偏波, 垂直偏波に対する  $|K|^2$  値を表す.

$|K_{i-h}|$  および  $|K_{i-v}|$  の算出においては, 回転楕円体の氷の縦横比と, 氷の比誘電率  $\epsilon_r$  が必要である. 回転楕円体の氷の縦横比は, ビデオゾンデで捕捉された霰を含む粒子群の縦横比の平均値と等しいと仮定する. ビデオゾンデから得られた霰の長径, 短径から縦横比を求める. 氷の比誘電率を 4.2 とする. 上式より, 霰の密度を用いた仮想の偏波レーダーパラメータを表現する.

霰の密度を推定する. 式 (5.4) の左辺にレーダーで観測された  $Z_{hh}$  を代入し, 右辺の積分部分にビデオゾンデで推定された  $Z$  を代入することで  $\rho_{gr}$  を算出する.  $Z_{hh}$  は霰が観測されたビデオゾンデの経路上に近いレーダーデータを用いる. ただし, ビデオゾンデ経路上の  $Z_{hh}$  は 4 分毎のビデオゾンデ観測に対して 2~3 個得られることから,  $\rho_{gr}$  は平均された密度の値とする. ビデオゾンデ経路上のレーダーデータの抽出方法は, 4.3.5 節にしたがう.

### 5.3.2 偏波レーダーパラメータを用いた霰の粒径分布推定の手法

推定された霰の密度を用いて偏波レーダーパラメータの  $Z_{hh}$ ,  $K_{DP}$  から霰の粒径分布を推定する. 霰の粒径分布はガンマ分布を仮定する (Ulbrich 1983). まずガンマ分布の 3 つのパラメータ ( $N_0, \mu, \Lambda$ ) のうち, 計算を容易にするために  $\mu = 0$  とする. 次に推定されたパラメータ  $N_0, \Lambda$  を用いて,  $D_{50}$  を固定した粒径分布推定手法 (Constrained  $D_{50}$  method と







































## 5.5 結論

本研究では、氷と空気の誘電体における混合理論にもとづいて、霰に対する  $|K|^2$  値を霰の密度で表現した。同期集中観測で得られたビデオゾンデとレーダーの霰のデータを用いて、実際の偏波レーダーパラメータとビデオゾンデで得られた粒径分布との照らし合わせによって、霰の密度の代表値を推定した。推定された密度の代表値と偏波レーダーパラメータにもとづいて、粒径分布パラメータ ( $N_0, \mu, \Lambda$ ) および体積量を推定した。そして粒径分布および体積量の推定精度や霰の成長過程に影響するとされる霰の最大粒径にもとづいた統計量 ( $D_{99}$ ) を推定した。

霰を含む粒子を対象とした。推定された密度は、偏波レーダーパラメータの  $Z_{hh}$  が過大であるために密度が異常値となった事例を除いたところ、4つの事例において密度が  $0.2 \sim 0.34 \text{gcm}^{-3}$  に集中していた。4つの事例で得られた密度の中央値  $0.25 \text{gcm}^{-3}$  を密度の代表値とした。

$D_{50}$  を固定した粒径分布推定手法を提案し、最適な  $\mu, \Lambda$  を決定した。密度の代表値を用いて  $Z_{hh}, K_{DP}, \mu = 0$  から推定された  $D_{50}$  とビデオゾンデで推定された  $\mu$ - $\Lambda$  関係から最適な  $\mu, \Lambda$  を決定した。 $\mu$  を -3 から 4 の整数とした。このときレイリー散乱を仮定し、縦横比の平均値をビデオゾンデから算出した。

$D_{50}$  を固定して推定された粒径分布は、推定された  $D_{99}$  の  $RMSE$  が  $0.18 \text{mm}$  であった。また  $Z_{hh}, K_{DP}, \mu = 0$  で推定された粒径分布では  $D_{99}$  の  $RMSE$  が  $0.33 \text{mm}$  であった。 $D_{50}$  を固定した粒径分布推定手法を用いることで  $D_{99}$  の推定精度の向上が確認された。

ビデオゾンデで得られた  $\mu$  が 2 より大きいとき、 $D_{50}$  を固定した粒径分布で得られた  $RE$  は地上観測で得られた粒径分布におけるそれよりも大きくなった。 $D_{50}$  やビデオゾンデで得られた  $\mu$ - $\Lambda$  関係式の特徴から  $\Lambda$  の誤差を抑えることが困難であった。

ビデオゾンデで推定された  $\mu$  が 2 以下のときに  $D_{50}$  を固定して推定された粒径分布はビデオゾンデで推定された粒径分布に合っていた。このとき、 $D_{50}$  を固定して推定された体積量とビデオゾンデで推定された体積との誤差の比率  $RE$  は  $-0.09 \sim 0.98$  であった。この体積の誤差の比率は、地上に設置された光学式の機器で得られた  $RE$  よりも 0 に近づいた。 $D_{50}$  を固定した粒径分布推定方法は体積を適正に推定できたといえる。

## 第6章 結語

本論文は、豪雨の危険性把握のための偏波レーダーを用いた霰の体積量の推定さらには霰の成長過程の把握において「粒径分布のパラメータ」「径に関する統計量」を明らかにした(図 1.3)。

偏波レーダーを用いた霰の定量的観測の根本的な問題は、レーダーデータとして得られる各種の偏波レーダーパラメータを定式化する際に、電場中に置かれた誘電体の散乱特性を想定することにある。実際の霰の形状や密度を考慮した誘電率を表現することが難しく、想定した散乱モデルを計算することが難しい。

本論文は、これらの課題を達成し、「粒径分布のパラメータ」「径に関する統計量」を明らかにすべく以下の流れで構成された。

第2章、第3章においては、偏波レーダーパラメータに関する式の導出、および径に関する統計量を用いたパラメトリックな粒径分布の推定精度を検証した。

第4章においては偏波レーダーを用いた霰の定量的観測の検証として必要なビデオゾンデの定量性を検討した。

第5章では霰の密度推定を通じて偏波レーダーパラメータにもとづいた霰の粒径分布および体積量を推定した。推定された粒径分布および体積量をビデオゾンデで推定されたそれらの物理量と比較・検証した。また、霰の成長の傾向把握や粒径分布、体積量の推定精度に関係するとされる「最大粒径に関する統計量」について推定と検証を行った。

以下に、各章ごとのまとめを記載し、結語とする。

第2章においては、レーダーパラメータの原理ならびに本論文の霰の粒径分布推定の基本となる回転楕円体に対する偏波レーダーパラメータの式について整理した。

第3章では、地上の雪片観測を通じて、粒径に関する統計量を用いたパラメトリックな粒径分布を推定し、粒径分布の形および雪片体積にもとづいて検証した。

光学式の粒径分布測定機器を用いた地上の雪片観測から、雪片粒径に関する3つの物理量を用いてガンマ分布の3つの粒径分布パラメータ( $N_0$ ,  $\mu$ ,  $\Lambda$ )を推定した。雪片粒径に関する物理量とは、雪片体積の50, 99パーセンタイルに相当する雪片粒径(それぞれ  $D_{50}$ ,  $D_{99}$ )と単位体積あたりに含まれる雪片の粒径の6乗和(つまり、レーダー反射因子  $Z$ )である。

推定された粒径分布パラメータは  $D_{50}$  と  $D_{99}$  の間において観測された雪片のヒストグラムと良く合っていた。 $D_{50}$ 、 $D_{99}$  および  $Z$  を用いた粒径分布の推定手法（分位数法とする）は偏波レーダーパラメータに使用されている粒径分布の高次モーメント、つまり 3 次と 6 次のモーメントで構成されている。2 次・4 次・6 次の 3 種類の高次モーメントを用いた Vivekanandan *et al.* (2004) による粒径分布の推定手法よりも分位数法のほうが雪片の体積の誤差が小さい場合には、高い精度で体積を推定できることが分かった。観測された雪片体積を推定された雪片体積と比較したところ、相関係数は 0.989 であった。この高い相関関係が得られる条件として、粒径分布の形状パラメータ  $\mu$  に対する品質管理、雪片粒径が 1mm 以上において雪片のヒストグラムが連続確率関数であることがあげられた。

第 4 章では、地上付近の雨滴観測から、ビデオゾンデで得られた単位体積あたりの雨滴個数の定量性の検討を統計的手法から議論した。ビデオゾンデで捕捉された粒子を用いて粒径分布を推定するための補正係数を決定した。まず、地上の雨滴計（ディスドロメータ）で得られた単位体積あたりの雨滴個数  $nd(l)$  ( $l$  は粒径クラス) を真値として、高度 2500m 以下における 4 分間毎のビデオゾンデ観測と 1 分間毎のディスドロメータの観測から得られた単位体積あたりの雨滴個数 ( $nd(l)$ ) の比率 ( $ratio(l)$ ) を算出した。 $ratio(l)$  算出にあたり、時間・場所・高度・観測粒子の種類について降雨の変化が小さい事例を多群検定により判定した。ビデオゾンデで捕捉された雨滴の個数を補正するための最適な補正係数 ( $1/ratio(l)$ ) を、個数比率の分位数と 4 分間にビデオゾンデで捕捉された観測総個数 ( $wa$ ) によって決定した。

得られた補正係数を用いて粒径分布および粒径の 6 乗和 ( $Z$ ) の検証を行った。補正された粒径分布値を最小二乗法によりガンマ分布でフィッティングして粒径分布を得た。ビデオゾンデで捕捉された単位体積あたりの雨滴個数  $nv(l)$  を小さい粒径クラス（粒径が 0.5 ~ 0.8mm）、中程度の粒径クラス（粒径が 0.8 ~ 1.5mm）のグループそれぞれについて、 $nv(l)$  を 1.5 倍、4.7 倍して、大きい粒径クラス（粒径が 1.5 ~ 2.4mm）については 1.0 または 4.3 倍 ( $wa$  によって分類) すると、推定された雨滴粒径分布がディスドロメータの粒径分布とよく合っていた。補正係数を用いてビデオゾンデから推定された  $Z$ 、ビデオゾンデ経路上のレーダーパラメータ  $Z$ （水平偏波を使用）の平均値を用いて、 $RMSE$  を算出した。補正係数を用いた場合の  $RMSE$  は 4.2dBZ、補正係数を用いなかった場合の  $RMSE$  は 13.0dBZ となり、雨滴個数を補正した効果が見られた。ただし、この  $RMSE$  算出の条件として、大きい粒径クラスのグループにおいて粒径クラス毎の観測個数が 3 個以上であること、推定後の粒径分布では表現されなかった粒径分布のテール部分の粒径クラスが 2 クラス未満であることが必要である。以上より、放球されたビデオゾンデを用いて雨滴粒径分布および  $Z$  を十分に推定できる場合があることが明らかになった。

第 5 章では、まず、偏波レーダーパラメータを定式化するため、氷と空気の誘電体におけ

る混合理論にもとづいて、誘電率に関するパラメータ  $|K|^2$  を霰の密度で表現した。次に、同期集中観測で得られたビデオゾンデとレーダーの霰のデータを用いて、実際の偏波レーダーパラメータとビデオゾンデで得られた粒径分布との照らし合わせを行い、霰の密度の代表値を推定した。さらに、推定された密度の代表値を用いて、2つの偏波レーダーパラメータ  $Z_{hh}$ 、 $K_{DP}$  とビデオゾンデで推定された  $\mu$ - $\Lambda$  関係から最適な粒径分布パラメータ ( $N_0$ ,  $\mu$ ,  $\Lambda$ ) を決定した。本章では、ガンマ分布の計算を容易にするため、以下のような  $D_{50}$  を固定した手法を提案した。具体的には、 $Z_{hh}$ 、 $K_{DP}$  および  $\mu = 0$  から推定された  $D_{50}$  を固定して、ビデオゾンデで推定された  $\mu$ - $\Lambda$  関係から最適な  $\mu$ ,  $\Lambda$  を決定した。ただし  $\mu$  を-3から4の整数とした。レイリー散乱を仮定し、縦横比の平均値をビデオゾンデから算出した。

$D_{50}$  を固定して推定された粒径分布を用いて、体積量および径に関する統計量  $D_{99}$  の比較検証をビデオゾンデで推定されたそれらの物理量から実施した。このとき、第4章で得られた補正係数をビデオゾンデデータに施した。体積量の推定精度の妥当性検証として、第3章で導入した体積量の誤差の比率  $RE$  を用いた。 $D_{50}$  を固定して推定された粒径分布と地上の雪片観測によって得られたパラメトリックな粒径分布推定手法における  $RE$  を比較した。

$D_{50}$  を固定して推定された粒径分布は、推定された  $D_{99}$  の  $RMSE$  が0.18mmであった。また  $Z_{hh}$ 、 $K_{DP}$ 、 $\mu = 0$  で推定された粒径分布では  $D_{99}$  の  $RMSE$  が0.33mmであった。 $D_{50}$  を固定した粒径分布推定手法を用いることで  $D_{99}$  の推定精度の向上が確認された。

ビデオゾンデで推定された  $\mu$  が2以下のときに  $D_{50}$  を固定して推定された粒径分布はビデオゾンデで推定された粒径分布に合っていた。このとき、 $D_{50}$  を固定して推定された体積量とビデオゾンデで推定された体積との誤差の比率  $RE$  は-0.09 ~ 0.98倍であった。この体積の誤差の比率は、地上に設置された光学式の機器で得られた  $RE$  よりも0に近づいた。

一方でビデオゾンデで得られた  $\mu$  が2より大きいとき、 $D_{50}$  を固定した粒径分布で得られた  $RE$  は地上観測で得られた  $RE$  よりも0から遠ざかる傾向にあった。 $D_{50}$  やビデオゾンデで得られた  $\mu$ - $\Lambda$  関係式の特徴から  $\Lambda$  の誤差を小さくすることが困難であることがわかった。

以上より、ビデオゾンデで得られた  $\mu$  の値に応じて、 $D_{50}$  を固定した粒径分布推定方法は体積を適正に推定できたといえる。

第5章におけるレーダーにもとづいた霰の密度および粒径分布推定は、以下の仮定のもとに得られた。まず、第3章で得られたパラメトリックな雪片粒径分布推定手法が、上空の霰の粒径分布にも適用できると仮定した。さらに第4章より、ビデオゾンデで得られた雨滴個数の定量性が上空の霰のビデオゾンデ観測にも適用できると仮定した。

偏波レーダーを用いた霰の定量的観測の開発においては、これまで、上空の霰の密度の測定が困難である上に、推定された上空の霰の体積量結果を検証することが困難であったことが大きな課題であった。上記の仮定のもとにおいては、偏波レーダーおよびビデオゾンデを

用いて積乱雲上部の霰の粒径分布，体積量，そして径に関する統計量を十分に推定できたといえる．特に，実観測によって推定された積乱雲上部の霰の密度および粒径分布は，偏波レーダーを用いた霰の体積量推定の開発・実用化に向けて大きな進歩となっただけでなく，数値予報モデルを用いた大雨や暴風などの災害をもたらす現象の予測精度向上の開発において，積乱雲を詳細に表現するための重要な参考情報になったといえる．

以上で本論文の結語とする．

- 秋田谷英次, 中村一樹, 2013: 低気圧前面の降雪結晶による弱層形成, 公益社団法人日本雪氷学会北海道支部, 32, pp.10-13 .
- 大石哲, 山口弘誠, 小川まり子, 中大輔, 林和成, 中北英一, 2015: GNSS による大阪湾上および山岳域における水蒸気分布と豪雨に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 58, pp.294-304 .
- 小川まり子, 2013: ビデオゾンデを用いた氷粒子の電波散乱の非一様性に関する研究, 神戸大学大学院工学研究科, 修士論文 .
- 小倉義光, 2009: 一般気象学, 東京大学出版会 第 2 版, p.97 .
- 蒲山裕起, 藤吉康志, 2012: 霰の落下速度と粒径分布の定式化, 日本気象学会 2012 年度秋季大会, 大会講演予講集, 349 pp .
- 気象庁, 2015: 気象庁気候変動監視レポート 2014, pp.29-31 .
- 高橋劭, 1987: 雲の物理, 東京堂出版, pp.62-66 .
- 中北英一, 山口弘誠, 大石哲, 大東忠保, 橋口浩之, 岩井宏徳, 中川勝広, 相馬一義, 増田有俊, 小川まり子, 坪木和久, 鈴木賢士, 川村誠治, 鈴木善晴, 2015: 積乱雲の生成・発達を捉えるためのマルチセンサーによる RHI 同期観測実験, 京都大学防災研究所年報, 58, pp.232-236 .
- 中北英一, 山口弘誠, 山邊洋之, 2009: レーダー情報を用いたゲリラ豪雨の卵の解析, 京都大学防災研究所年報, 52, pp.547-562 .
- 深尾昌一郎, 浜津享助, 2005: 気象と大気のリモートセンシング, 京都大学学術出版会, pp.1-181 .
- 藤田一郎, 2009: 都賀川水難事故調査について, 平成 20 年度河川災害に関するシンポジウム, pp.1-22 .
- 三隅良平, 圓山憲一, 2004: 降水形成過程の数値モデリング, 防災科学技術研究所研究報告, 65, pp.77-96 .
- 山口弘誠, 金原知穂, 中北英一, 2012: X バンド偏波レーダーを用いた雨滴粒径分布とその時空間構造及び降水量の推定手法の開発, 土木学会論文集, 68, pp.367-372 .
- 吉野文雄, 2002: レーダ水文学, 森北出版株式会社, pp.13-167 .

- Atlas, D., R. S. Srivastava, and R. S. Sekhon, 1973: Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, pp.1–35.
- Battaglia, A., E. Rustemeier, A. Tokay, U. Blahak, and C. Simmer, 2010: Parsivel snow observations: A critical assessment. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **27**, pp.333–344.
- Brandes, A. E., G. Zhang, and J. Vivekanandan, 2004a: Drop size distribution retrieval with polarimetric radar: Model and application. *J. Appl. Meteor.*, **43**, pp.461–475.
- Brandes, A. E., G. Zhang, and J. Vivekanandan, 2004b: Comparison of polarimetric radar drop size distribution retrieval algorithms. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **21**, pp.584–598.
- Brandes, E. A., K. Ikeda, G. Zhang, M. Schönhuber, and R. M. Rasmussen, 2007: A statistical and physical description of hydrometeor distributions in Colorado snowstorms using a video disdrometer. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **46**, pp.634–650.
- Bringi, V. N., and V. Chandrasekar, 2001: Polarimetric doppler weather radar. *Cambridge university press*, pp.45–584.
- Debye, P., 1929: Polar molecules. *New York, Chemical Catalogue Co.*, 172 pp.
- Doviak, R. J., and D. S. Zrnić, 1993: Doppler Radar and Weather Observations. *2nd edition, San Diego, CA, Academic Press*, 562 pp.
- Fujiyoshi, Y., T. Endoh, T. Yamada, K. Tsuboki, Y. Tachibana, and G. Wakahama, 1990: Determination of a Z-R relationship for snowfall using a radar and high sensitivity snow gauges. *J. Appl. Meteor.*, **29**, pp.147–152.
- Gunn, K. L. S., and J. S. Marshall, 1958: The distribution with size of aggregate snowflakes. *J. Meteor.*, **15**, pp.452–461.
- Houze, R. A., P. V. Hobbs, P. H. Herzegh, and D. B. Parsons, 1979: Size distribution of precipitation particles in frontal clouds. *J. Atmos. Sci.*, **36**, pp.156–162.
- Löffler-Mang, M., and J. Joss, 2000: An optical disdrometer for measuring size and velocity of hydrometeors. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, pp.130–139.
- Lo, K. K., and R. E. Passarelli, 1982: The growth of snow in winter storms: An airborne observational study. *J. Atmos. Sci.*, **39**, pp.697–706.

- Marshall, J. S., and W. M. K. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, **5**, pp.165–166.
- Marshall, J. S., and K. L. S. Gunn, 1952: Measurement of snow parameters by radar. *J. Meteor.*, **9**, pp.322–327.
- Marshall, J. S., W. Hitschfeld, and K. L. S. Gunn, 1955: Advances in radar weather. *Adv. Geophys.*, **2**, pp.1–56.
- Matrosov, S. Y., 1992: Radar reflectivity in snowfall. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **30**, pp.454–461.
- Matrosov, S. Y., 1998: A dual-wavelength radar method to measure snowfall rate. *J. Appl. Meteor.*, **37**, pp.1510–1521.
- Newman, A. J., P. A. Kucera, C. R. Williams, and L. F. Bliven, 2009: Snowflake size spectra retrieved from a UHF vertical profiler. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **26**, pp.180–199.
- Nakakita, E., H. Takehata, and K. Nakagawa, 2008: Improvement of rainfall estimation algorithm using the latest C-band polarimetric radar. *Proceedings of the Proc. of 4th Conference of APHW in Beijing*, **S1-19**, 9 pp.
- Nakakita, E., K. Yamaguchi, Y. Sumida, H. Takehata, K. Suzuki, K. Nakagawa, S. Oishi, Y. Shusse, K. Tsuboki, and T. Ohigashi, 2009: Development of hydrometeor classification system using polarimetric radar measurements synchronized with the videosonde observation. *Annu. J. Hydraul. Eng., JSCE*, **53**, pp.361–366.
- Ogawa, M., T. Oishi, K. Yamaguchi, and E. Nakakita, 2015: Quantitative parametric approach to estimating snowflake size distributions using an optical sensing disdrometer. *SOLA*, **11**, pp.134–137.
- Passarelli, R. E., and R. C. Srivastava, 1979: A new aspect of snowflake aggregation theory. *J. Atmos. Sci.*, **36**, pp.484–493.
- Sekhon, R. S., and R. C. Srivastava, 1971: Doppler radar observations of drop-size distributions in a thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **28**, pp.983–994.
- Suzuki, K., K. Shimizu, T. Ohigashi, K. Tsuboki, S. Oishi, S. Kawamura, K. Nakagawa, K. Yamaguchi, and E. Nakakita, 2012: Development of a new videosonde observation system for in-situ precipitation particle measurements. *SOLA*, **8**, pp.1–4.

- Suzuki, K., M. Matsuo, E. Nakano, S. Shigeto, K. Yamaguchi, and E. Nakakita, 2014: Graupel in the different developing stages of Baiu monsoon clouds observed by videosondes. *Atmospheric Research*, **142**, pp.100–110.
- Shusse, Y., K. Nakagawa, N. Takahashi, S. Satoh, and T. Iguchi, 2009: Characteristics of polarimetric radar variables in three types of rainfalls in a Baiu front event over the East China Sea. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **87**, pp.865–875.
- Shusse, Y., N. Takahashi, K. Nakagawa, S. Satoh, and T. Iguchi, 2011: Polarimetric radar observation of the melting layer in a convective rainfall system during the rainy season over the East China Sea. *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, **50**, pp.354–367.
- Takahashi, T., 1990: Near absence of lightning in tropical rainfall producing Micronesian thunderstorms. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, pp.2381–2384.
- Takahashi, T., T. D. Keenan, 2004: Hydrometeor mass, number, and space charge distribution in a “ Hector ” squall line. *J. Geophys. Res.*, **109**, D16208.
- Ulbrich, C. W., 1983: Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, pp.1764–1775.
- Vivekanandan, J., V. N. Bringi, M. Hagen, and P. Meischner, 1994: Polarimetric radar studies of atmospheric ice particles. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **32**, pp.1–10.
- Vivekanandan, J., G. Zhang, and E. Brands, 1994: Polarimetric radar estimators based on a constrained gamma drop size distribution model. *J. Appl. Meteor.*, **43**, pp.217–230.
- Vivekanandan, J., G. Zhang, and E. Brands, 2004: Polarimetric radar estimators based on a constrained gamma drop size distribution model. *J. Appl. Meteor.*, **43**, pp.217–230.
- Zhang, G., J. Vivekanandan, and E. Brandes, 2001: A method for estimating rain rate and drop size distribution from polarimetric radar measurements. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **39**, pp.830–841.

# 謝辞

神戸大学大石哲教授，学部4回生の頃から博士課程前期・後期に至るまでの約6年間，ご多忙にも関わらず終始変わらぬ御指導・御鞭撻を賜りました．心より感謝申し上げます．論文の投稿から受理に至るまで，非常に長い期間がかかってしまいましたが，それでも諦めずにとことん向き合ってくださいありがとうございました．お盆，休日も関係なく何度も論文を見て頂き，大変お世話になり感謝の言葉もございません．これからもどうぞよろしくお願い申し上げます．

研究に取り組む姿勢，また研究の方針からレーダーデータに関する処理方法において大変貴重なご意見を頂きました，京都大学中北英一教授をはじめ，NICTの中川勝広様，川村誠治様，名古屋大学坪木和久教授，大東忠保助教，京都大学山口弘誠助教，山梨大学相馬一義准教授には大変お世話になりました．ビデオゾンデの機器の特徴から捕捉粒子の特徴，目的について山口大学鈴木賢士准教授には大変お世話になりました．心より感謝申し上げます．年始に行われるCOBRA研究会の皆様には研究に関する貴重なご指摘とご助言をいただき心より感謝申し上げます．

また，京都大学中北研究室主催のアクトパルゼミ合宿では，ときには厳しいご意見も頂き，良き刺激となりました．懇親会では多くの諸先生方や学生の皆様方からサンプルデータの扱い方や霰や氷晶の密度，それから若手研究者としての役割について大切なことをご教授頂きました．ゼミ合宿に参加されていた先生方，学生の方々に深く感謝いたします．

本研究で用いた雪片の粒径分布に関するデータは文部科学省科学技術振興調整費「湯水対策のための人工降雨・降雪に関する総合的研究」(平成21年度，代表 村上正隆 気象研究所室長)の平成21年度冬季観測において，田尻拓也様(気象研究所研究員)によって，山梨大学所有のParsivelを用いて取得されたものです．ここに記して感謝の意を表します．

本研究で用いた沖縄でのレーダー及びビデオゾンデで得られた降水粒子に関するデータは文部科学省科学研究費助成事業の基盤研究(S)「最新型偏波レーダーとビデオゾンデの同期集中観測と水災害軽減に向けた総合的基礎研究」(代表 京都大学・防災研究所 中北英一教授)の平成24年度梅雨期観測において取得されたものです．本観測プロジェクトは数十名にも及ぶ研究者と学生の方々と共に実施されてきたものであり，これからの水災害軽減に向けての非常に貴重なデータであります．そのようなデータを使わせて頂きましたことに

誠に感謝申し上げます。

ビデオゾンデのデータを扱うにあたり本研究に必要な短径および長径や粒子種類の解析は山口大学の鈴木研究室の学生の方々が解析されたものを使わせて頂きました。一つ一つを手作業で解析されたビデオゾンデのデータは本研究においてレーダーデータとの比較をするにあたり非常に貴重なものであります。このようなデータを使わせていただきましたことに、感謝の意を表します。

博士課程 3 回生になってからは、ゆっくりと研究室の皆様と交流をする機会が少なくなりましたが同じ部屋にいただけでいつも元気を頂いていました研究室の学生の皆様にはとても感謝しております。ご飯の時には他愛もないおしゃべりをして和やかな雰囲気にして頂きました。学部 4 回生の佐藤卓弥君、千原拓馬君、塩川次郎君、小島圭吾君、修士課程 1 回生の伊藤佑果さん、林和成君、村西将英君、山本健太郎君、3 年間一緒に過ごしてきました修士課程 2 回生の大城知軌君、小池雄大君、田原俊彦君、そして博士課程 1 回生の Syarifuddin Magfira さん、本当にありがとうございました。

事務の山崎操様をはじめ都市安全研究センターの職員の方々、いつもなにかと助けて頂き本当に感謝しております。毎年、素敵なクリスマスパーティーを開催してくださり、楽しいお時間を過ごさせて頂きありがとうございました。

飯塚敦教授、藤田一郎教授、小林健一郎准教授におかれましてはお忙しい中、博士論文の審査委員になってくださり誠にありがとうございました。

宮崎の両親には、いつも応援して頂きありがとうございました。よき相談相手となってくださり、ときには精神面で支えていただきました。10 年近くも大学に通わせて頂いたことに本当に感謝しております。

学部 2 回生から、アルバイトをさせて頂いてきたパン屋のご夫婦には大変お世話になりました。少し時間が空いたときに、おしゃべりをするのが、良い気分転換になっていました。

最後に、この研究を博士論文として形にすることが出来るまでに、お世話になったすべての皆様にもう一度深い感謝の意を示したいと思います。皆様、本当にありがとうございました。

2016.01.22

小川まり子

神戸大学博士論文

「偏波レーダーを用いた積乱雲上部の霰の体積量推定に関する研究」全 110 頁 .

提出日：2016 年 1 月 22 日 .

本博士論文が神戸大学機関リポジトリ Kernel にて掲載される場合、  
掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます .

©小川 まり子

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます .