

気象と大気の
レーダーリモートセンシング

深尾昌一郎 浜津享助

まえがき

レーダーリモートセンシングによって、従来は測定不可能であった台風内部の激しい風雨や目に見えない高層大気の振動が、地上にいながらにして測定できるようになった。1920年代に電離層高度の測定のために発明されたこの技術は、第2次世界大戦の末期からまず気象予報業務に用いられるレーダーに適用されて急速に発展した。その後高層の電離大気の構造を調べる大型レーダーが誕生し、それが大気を測定するレーダーに発展した。両者はそれぞれ気象レーダーあるいは大気レーダーと呼ばれ、両分野の研究者や技術者が独立に取り扱うところであった。しかしいずれも同じ起源を持つものであり、また同じ地球大気環境を対象にするものであることから、当然それらの技術基盤や観測対象には共通したものが多くある。本書はそうしたレーダーリモートセンシングに共通する基礎と両レーダーの実際をできるだけ体系的に論じた学術書である。理論的な基礎を具体的な観測例に照らして論じることにより、気象や大気のみならず広くレーダーリモートセンシングを学ぶ読者の参考になるよう配慮した。また、経験豊かな専門家や研究者のために最新の研究開発の動向についても例を挙げて述べている。

昨今のレーダーリモートセンシングの発展には目覚ましいものがある。新方式レーダーの開発が新しい観測的発見をもたらし、それがまた新機能を備えた新レーダーの開発を促す。レーダーリモートセンシングはまさに工学と理学の学際領域で渦を巻くように発展する学問であるといえる。本書が関連研究分野の今後の発展にわずかなりとも貢献できれば著者の大きな喜びである。

2人の著者はそれぞれ、長い間、学と産の現場においてレーダーリモートセンシングの研究、教育、および開発に携わってきた。しばしば大学院生や工場技術者にその全容を把握できる教科書がないかと問われた。その都度気象レーダーの専門書や大気レーダーに関する論文を挙げてはみたが、彼らの要求に的確に応えうるものはなかった。英文の教科書にも類似のものはまだない。やはり自分達で書こう、と考えたのが数年前の執筆の動機である。本書の目次を見ていただいても分かるように、レーダーリモートセンシングは工学から理学のさまざまな分野に関連している。理解を深めるためにはそれぞれの分野の基礎的な知識が必要である。

だがすべての項目について等しく基礎を掘り下げて論じるには頁数も時間的余裕も十分ではなかった。このため、著者は読者が第1章から順に読み下す場合に最も理解が容易となるような記述を心掛けた。まず第7章まででレーダーリモートセンシングの基礎的知見を述べ、その後の各章で実際のレーダーシステムおよび観測の例を論じている。一方で各章を個別に読んでいただく読者にも内容を十分理解していただけるよう記述にはできる限りの配慮もしてある。より深く知りたい項目については参考文献を参照していただくなり、それぞれに合った読み方をしていただきたいと願っている。

本書の完成には多くの方々の手をお借りした。厚く御礼を申上げる。まず小倉久直京都大学名誉教授には第5章までを丁寧に読んでいただき有益なご助言をいただいた。次いで以下の諸氏には個別の章について貴重なご助言をいただいた(敬称略)：佐藤亨(京都大学大学院情報学研究科)、藤吉康志(北海道大学低温科学研究所)、井口俊夫(独立行政法人情報通信研究機構)、堀之内武(京都大学生存圏研究所)、宮下裕章、岡村敦、若山俊夫(以上三菱電機株式会社)、H. Luce(仏 Toulon 大学)。さらに以下の諸氏には貴重な資料の提供を受けた(敬称略)：木村磐根(京都大学名誉教授)、前田耕一郎(兵庫医科大学)、増田悦久(元通信総合研究所)、山中大学(神戸大学大学院自然科学研究科)、R. J. Doviak(米国海洋大気局)、柴垣佳明(大阪電気通信大学)、川村誠治(情報通信研究機構)、津田敏隆、山本衛、中村卓司、橋口浩之、山本真之、三谷友彦、河野宜幸、古本淳一、G. Hassenpflug、横山竜宏、植松明久、並びに博野雅文(以上京都大学生存圏研究所)。本書を執筆するにあたって加藤進京都大学名誉教授に温かいお励ましをいただいた。また鈴木哲也(京都大学学術出版会)、藤本りお(アリカ)両氏のご尽力がなければ本書は陽の目を見なかつたらう。これらの方々を重ねて御礼を申し上げる。なお、本書は財団法人京都大学教育研究振興財団の出版助成を受けた。深く謝して記す。

平成16年12月著者記す

目 次

まえがき	i
目 次	iii
記号一覧	xi
第1章 序論	1
1.1 レーダーの原理	1
1.2 気象と大気に関するレーダーの歴史	2
1.3 レーダーで使用される電波の周波数	3
第2章 電波の特性	7
2.1 電波の一般的性質	7
2.1.1 基礎方程式 7	
2.1.2 偏波 11	
2.1.3 反射と屈折 13	
2.1.4 放射 17	
2.2 電波伝搬	23
2.2.1 大気鉛直構造 23	
2.2.2 大気中の電波伝搬 25	
2.2.3 球面大気中の電波伝搬 27	
2.2.4 標準大気のプロファイル 29	
第3章 レーダーリモートセンシングの原理	31
3.1 レーダーの基礎	31
3.1.1 パルスレーダーの基本観測パラメータ 31	
3.1.2 リモートセンシングの対象標的 33	
3.2 孤立型標的のレーダーリモートセンシング	35
3.2.1 孤立型標的のレーダー方程式 35	
3.2.2 散乱の特性 37	
3.3 離散分布型標的のレーダーリモートセンシング	39

3.3.1	球状の誘電体による散乱	39
3.3.2	離散分布型標的のレーダー方程式	42
3.3.3	レーダー反射因子	44
3.3.4	ミー公式	46
3.3.5	レイリー散乱	48
3.4	連続分布型標的のレーダーリモートセンシング	51
3.4.1	連続分布型標的の散乱特性	51
3.4.2	乱流からの散乱	53
3.4.3	成層大気からの分反射	62
3.4.4	線状標的からの散乱	64
第4章	ドップラー速度測定の原理	67
4.1	ドップラー速度測定	67
4.1.1	ドップラーレーダーの原理	67
4.1.2	ドップラー速度測定範囲	70
4.1.3	ドップラー速度測定範囲の拡大	71
4.2	1台のレーダーによるドップラー観測	72
4.2.1	VVP法による線形風速場の観測	72
4.2.2	VAD法による水平風の場の観測	76
4.2.3	バイスタティックレーダーによる観測	78
4.3	2台以上のレーダーによるドップラー観測	81
4.3.1	独立走査方式	82
4.3.2	COPLAN方式	84
4.3.3	2台のレーダーの配置	86
4.3.4	3台以上のレーダーによる風観測	88
第5章	レーダー受信信号と信号処理	89
5.1	受信機感度	89
5.1.1	雑音電力	89
5.1.2	受信機雑音	93
5.2	受信方式	96
5.2.1	整合フィルター	96

5.2.2	位相検波	100
5.3	受信信号の特性	102
5.3.1	降水粒子および大気からの受信信号	102
5.3.2	確率密度分布	104
5.4	レーダー信号処理の基礎	105
5.4.1	フーリエ変換とその性質	106
5.4.2	線形システムにおける信号の扱い	108
5.4.3	パワースペクトルモーメントと基本レーダーパラメータ	111
5.5	レーダー送受信信号と離散信号処理	114
5.5.1	送信信号の波形と波形列	114
5.5.2	受信信号のサンプリング	117
5.5.3	離散信号の処理	118
5.5.4	平均ドップラー速度の推定	123
5.5.5	速度幅の推定	124
5.5.6	フィッティングによるスペクトルパラメータの推定	125
5.5.7	予測理論に基づいた推定法	127
5.6	サンプル信号の相関と推定精度	128
5.6.1	相関関数と相関時間	129
5.6.2	コヒーレント積分	132
5.6.3	受信電力の推定精度	133
5.6.4	平均ドップラー速度の標準偏差	135
5.6.5	速度幅の標準偏差	136
5.6.6	大気レーダーに固有の風速測定誤差	139
第6章	レーダーによる降水の観測	143
6.1	降水パラメータ	143
6.1.1	粒径に関するパラメータ	143
6.1.2	レーダー基本パラメータと粒径分布の関係	146
6.1.3	降水に関する物理量	148
6.1.4	レーダー反射因子と降水強度	150
6.2	粒径分布の推定	152
6.3	大気中での電波の減衰	155
6.3.1	減衰係数	155

6.3.2	大気による減衰	156
6.3.3	水滴による減衰	158
6.4	マルチパラメータレーダー	161
6.4.1	二重偏波の生成	161
6.4.2	偏波パラメータの特性	165
6.4.3	降水粒子の形状と偏波パラメータ	170
6.4.4	降水強度推定	174
6.4.5	雲水量の推定	175
6.4.6	二重偏波レーダーの離散的な受信信号の表現	176
6.5	2波長による降水強度の推定	178
第7章	レーダーによる大気の観測	181
7.1	大気レーダーの検出能	181
7.1.1	雑音の中からの散乱信号の抽出	181
7.1.2	インコヒーレント積分による検出能の改善	183
7.1.3	受信電力とレーダー反射率	184
7.2	風ベクトルの観測	185
7.2.1	ドップラービーム走査法による風速測定	185
7.2.2	空間アンテナ法による風速測定	188
7.2.3	運動量フラックスの測定	192
7.3	乱流の観測	194
7.3.1	スペクトル幅の推定	195
7.3.2	乱流パラメータの推定	200
7.3.3	大気屈折率と乱流構造定数の関係	202
7.4	温度プロファイルの観測	204
7.4.1	RASS法による大気温度の測定	204
7.4.2	屈折率の変化とRASS法のレーダー方程式	206
7.4.3	ブラッグ条件と背景場	208
7.5	水蒸気プロファイルの推定	212
7.6	レーダー干渉計法	214
7.6.1	SDI法	214
7.6.2	FDI法	218

7.6.3	事後ビーム走査法	220
7.7	レーダー映像法	220
7.7.1	フーリエ法に基づく映像法	221
7.7.2	ケイボン法に基づく映像法	222
7.7.3	ミュージック法に基づく超高分解能法	223
第8章	レーダーシステム	227
8.1	レーダーの概要	227
8.1.1	レーダー方式	227
8.1.2	FM-CW レーダー	228
8.1.3	パルスレーダー	231
8.1.4	レーダーの受信電力	232
8.1.5	レーダーの観測空間	233
8.2	レーダーアンテナ	235
8.2.1	レーダーアンテナのパラメータ	236
8.2.2	パラボラアンテナ	239
8.2.3	レドーム	242
8.2.4	アレーアンテナ	243
8.2.5	アンテナ放射パターンの測定	253
8.3	送受信システム	255
8.3.1	送信機	255
8.3.2	気象レーダーの送信機構成	256
8.3.3	大気レーダーの送信機構成	263
8.3.4	パルス圧縮	264
8.3.5	受信機	272
8.4	デジタル信号処理システム	277
8.4.1	信号処理のプロセス	277
8.4.2	不要信号の除去	280
8.4.3	A/D 変換	285
8.4.4	スペクトル解析	288
8.4.5	窓関数	290
8.4.6	DFT のパラメータ	293

第9章	気象レーダーの実際	295
9.1	各種周波数帯のレーダーの特徴	295
9.2	降水観測レーダー	297
9.2.1	我が国の5.3 GHz帯気象レーダー	297
9.2.2	レーダー雨量計	302
9.2.3	先端的な5.3/5.6 GHz帯レーダー	303
9.2.4	2.8 GHz帯レーダー	307
9.2.5	NEXRAD: WSR-88D	307
9.2.6	9.5 GHz帯レーダー	311
9.3	雲霧観測レーダー	313
9.3.1	35 GHz帯レーダー	313
9.3.2	35/95 GHzマルチパラメータレーダー	316
9.4	衛星搭載レーダー	318
9.4.1	熱帯降雨観測衛星	318
9.4.2	全球の降水観測計画	320
第10章	大気レーダーの実際	321
10.1	大気レーダーの特徴	321
10.2	大型の大気レーダー	322
10.2.1	大型レーダー	322
10.2.2	CO-COアレーアンテナを用いたレーダー	324
10.2.3	MUレーダー	326
10.2.4	赤道大気レーダー	332
10.3	ウィンドプロファイラー	335
10.3.1	米国のウィンドプロファイラーネットワーク	336
10.3.2	欧州のウィンドプロファイラーネットワーク	338
10.4	下部対流圏レーダー	339
10.4.1	境界層レーダー	339
10.4.2	下部対流圏レーダー	341
10.4.3	気象庁のウィンドプロファイラーネットワーク	343
第11章	気象レーダーによる観測	345
11.1	気象レーダーによる降雨観測	345

11.2	メソスケールの降雨	348
11.2.1	低気圧と前線の構造	348
11.2.2	降雨域の水平分布	349
11.2.3	降雨域の鉛直断面	351
11.3	積雲対流	354
11.3.1	大規模な雷雲	354
11.3.2	通常の雷雲	355
11.3.3	竜巻	356
11.3.4	二重偏波観測	358
11.4	台風	360
11.4.1	水平構造	361
11.4.2	鉛直構造	364
11.5	ダウンバーストと低層ウィンドシヤー	364
11.5.1	ダウンバースト	365
11.5.2	低層ウィンドシヤー	365
11.6	晴天大気乱流	369
11.6.1	大口径大出力レーダーによる観測	369
11.6.2	FM-CW レーダーによる観測	370
11.7	上層雲・下層雲	371
11.7.1	上層雲	371
11.7.2	雪雲	373
11.7.3	霧	374
11.8	リトリーバル法による解析	376
第12章	大気レーダーによる観測	379
12.1	風速測定	379
12.2	気象のリモートセンシング	382
12.2.1	寒冷渦	382
12.2.2	台風	385
12.2.3	対流	387
12.2.4	降水雲	390
12.2.5	降水粒子	393
12.3	大気のリモートセンシング	394

12.3.1	大気重力波	395
12.3.2	大気境界層	405
12.4	大気レーダーの応用技術	407
12.4.1	RASS 法による大気温度と水蒸気量の観測	407
12.4.2	多ビームおよびレーダー映像法による散乱層の観測	409
12.5	ウィンドプロファイラーネットワーク	415
12.5.1	品質管理と運用実績	416
12.5.2	短時間予報への応用	418
付録	録	421
付録 A	自己共分散処理による平均ドップラー周波数と周波数幅の算出	421
A.1	平均ドップラー周波数	421
A.2	周波数幅	423
付録 B	FFT のアルゴリズム	425
B.1	DIT FFT アルゴリズム	425
B.2	DIF FFT アルゴリズム	426
付録 C	RASS 法のレーダー方程式	431
付録 D	相補系列符号を用いたパルス圧縮とスパノ符号	435
D.1	送信信号の変調と受信信号のサンプリング	435
D.2	復号	436
参考文献		443
索引		469
カラー図		481

記号一覧

本書で用いる主な変数，定数などの記号を示す．一つの記号に複数の表記があるのは，慣用により同じ記号を異なる表記に用いるためで，混乱を生じないように本文中の該当箇所にはその都度注を付してある．

- a*: 複素受信信号の振幅，コルモゴロフ (Kolmogoroff) 定数，導波管の長辺寸法，扁平粒子の長軸径
- a^2 : システム全体の効率
- a_e : 平均地球半径
- a'_e : 等価地球半径
- A**: ベクトルポテンシャル
- A_e : アンテナの有効開口面積
- b*: 扁平粒子の短軸径，導波管の短辺寸法
- B*: 受信機の周波数帯域幅 (バンド幅)
- B**: 磁束密度 (magnetic flux density)
- c*: 真空中の光速，大気重力波の見かけの位相速度
- C_n^2 : 乱流構造定数 (structure constant for the refractive index)
- C_p : 定圧比熱
- d*: アレーアンテナの素子間隔
- D*: 球形散乱体の直径，降水粒子の粒径，風向，検出能 (detectability)
- D**: 電束密度 (electric flux density)
- D_0 : 粒径分布の中央値 (median volume diameter)
- D_a : アンテナ直径 (開口径)，アンテナ間隔
- D_m : 粒径分布の中心値 (mass weighted drop diameter)
- e*: 水蒸気圧
- E*: 受信機入力信号に含まれる全エネルギー，絶縁耐力
- E**: 電界強度 (electric field strength)
- E_0 : 外部電界，送信電界

E_a : アレーファクター (array factor)

E_s : 散乱電界 (scattering field)

f : レーダー周波数, ドップラー周波数

f_0 : キャリア周波数 (carrier frequency)

f_c : コヒーレント発振器 (COHO) の発振周波数

f_d : ドップラー周波数

\bar{f}_d : 平均ドップラー周波数

f_i : 慣性振動数

f_N : ナイキスト周波数 (Nyquist frequency)

f_s : サンプル周波数, 局部発振器 (STALO) の発振周波数

F : 雑音指数 (noise figure), アレーアンテナの放射パターン

g : 素子アンテナの放射パターン(素子パターン), 重力加速度

G : アンテナ利得

G_{at} : RASS の送信利得

h : 高度, ビーム高度

\mathbf{h} : 水平偏波の方向を示す単位ベクトル

$h(t)$: 窓関数

H : 乱流領域の鉛直スケール

\mathbf{H} : 磁界 (magnetic field)

H_1 : スケールハイト (scale height)

$H(f)$: 窓関数のスペクトル

\mathbf{i} : 視線方向の単位ベクトル

I : 電流, 散乱強度, 複素受信信号の実数部

j : 複素単位 ($j^2 = -1$)

\mathbf{J} : 電流密度 (electric current density)

k : 伝搬定数 (propagation constant), 波数 (wave number)($= \omega\sqrt{\epsilon\mu} = 2\pi/\lambda$), ボルツマン定数 ($= 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), 減衰率, 大気重力波の水平波数, 視線方向ドップラー速度と速度幅の推定誤差係数

k_0 : 真空中の波数

k_a : 吸収係数 (absorption coefficient), 音波の波数

\mathbf{k}_a : 音波の波数ベクトル

k_b : ブラッグ波数

k_B : 浮力スケールに対応した波数

- K : 減衰係数, 鉛直渦拡散係数 (vertical eddy diffusivity)
 K_a : 大気の減衰係数
 K_c : 雲の減衰係数
 K_{DP} : 伝搬位相差変化率 (specific differential phase)
 K_h : 水滴の減衰係数
 K_o : 酸素の減衰係数
 K_r : 降水の減衰係数
 K_w : 水蒸気の減衰係数
 l : 自己相関のタイムラグ (autocorrelation lag), 微小ダイポールの長さ, 分反射の層の厚さ, ミー係数 (Mie coefficient) の次数
 l_0 : 慣性小領域における半波長スケール
 L : 乱流領域の水平スケール, レーダーシステムの損失
 L_B : 慣性小領域における乱流の最大スケール (浮力スケール)
 LDR : 直交偏波抑圧比 (linear depolarization ratio)
 m : 修正屈折率 (modified refractive index), 離散時系列信号の番号, 鉛直波数
 m_K : (相対) 複素屈折率 (complex index of refraction)
 m_n : 粒径分布の n 次モーメント
 M : 修正屈折指数 (refractive modulus), 離散時系列信号の周期 (サンプル数), FFT および DFT の点数, 散乱源の個数, 大気平均分子量
 M_I : 独立したサンプルの総数
 M_n : 屈折率勾配 (vertical gradient of refractive index)
 n : 大気電波屈折率 (refractive index), コヒーレント積分の加算サンプル数 (コヒーレント積分回数)
 n_0 : 雑音のパワースペクトル ($= N_0/2$)
 n_r : 相対屈折率 (relative refractive index)
 N : 雑音電力, ナイキスト数 (Nyquist number), ブラント・バイサラ振動数 (Brunt-Väisälä frequency), 時系列の予測理論に基づくパラメータ推定の次数, 素子アンテナ数, パルス圧縮のパルス分割数 (ビット長)
 $N(D)$: 粒径分布
 $N(\mathbf{r})$: 誘電体の密度分布
 N_0 : 粒径分布パラメータ (分布曲線の切片), 正または負の雑音パワースペクトル
 N_{coh} : コヒーレント積分数
 N_e : 自由電子密度

- N_{inc} : インコヒーレント積分数
 p : 大気圧, 大気乱流スペクトル指数
 \bar{p} : 音圧
 P : 全電力, 耐電力
 \mathbf{P} : 誘電分極, スペクトルパラメータ推定のパラメータベクトル
 P_a : RASS の音源出力
 P_r : 受信電力
 P_s : 総放射電力, 散乱電力
 P_t : 送信電力, ピーク送信電力
 q : 水蒸気混合比 (混合比)
 Q : 電荷, 複素受信信号の虚数部
 r : レーダー・標的間距離, 扁平粒子の長軸・短軸比
 r_a : 最大観測距離
 R : 降水強度, 乾燥空気の気体定数 ($= 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$)
 R_d : 送信デューティ比 (duty ratio)
 s : 水平距離, 飛跡に沿う距離, レーダービーム内の電波充満の度合い
 \mathbf{s} : 直線偏波の後方散乱行列
 S : 信号電力
 \mathbf{S} : 複素ポインティングベクトル (complex Pointing vector)
 S_i : 入射電力密度
 S_N : 雑音のパワースペクトル
 S_s : 散乱電力密度
 S_S : 信号のパワースペクトル
 SNR : 信号対雑音電力比
 t : 時間
 T : 大気温度, 雑音温度, パルス繰り返し時間
 T_0 : 周囲温度
 T_s : データ間隔 (サンプル間隔)
 T_{sa} : システム雑音温度
 T_{sky} : 外来雑音温度
 T_v : 大気の仮温度 (atmospheric virtual temperature)
 T_W : サンプル窓幅 (window width)
 u : 東向き水平風速

- v : 電波の伝搬速度, 北向き水平風速, 複素受信信号, 時系列信号, ドップラー速度
- \mathbf{v} : 風ベクトル (v_x, v_y, v_z), 垂直偏波の方向を示す単位ベクトル
- v_d : ドップラー速度
- \bar{v}_d : 平均ドップラー速度
- v_h : 水平風速
- v_N : ナイキスト速度
- v_r : レーダー視線方向速度
- v_z : 風速の鉛直成分 (鉛直流; w)
- V : 散乱体積, 降水粒子の体積
- z : 海拔, 高度
- Z : レーダー反射因子 (radar reflectivity factor)
- Z_{DR} : レーダー反射因子差 (differential reflectivity)
- Z_e : 等価レーダー反射因子 (equivalent radar reflectivity factor)
- w : 鉛直流 (風速の鉛直成分; v_z)
- \bar{w}_d : 降水粒子の鉛直方向平均ドップラー速度
- w_T : 降水粒子の落下速度
- W : 雲水量 (単位体積中の含水量)
- W_B : 信号の周波数帯域幅
- α : 粒子の電波長, 乱流拡散係数 (turbulence diffusion coefficient), 縮小因子, SDI 法において 2 台のアンテナを結ぶ基線の方位角
- γ : 動粘性係数, 理想気体の比熱比
- Γ : COPLAN 走査平面の基線と平行な風ベクトル成分, 乾燥断熱減率 (dry adiabatic lapse rate)
- δ : 遠方界での素子アンテナ間の位相差
- Δr : 散乱体の深さ, 距離分解能
- ϵ : エネルギー消散率 (energy dissipation rate)
- ϵ : 誘電率 (permittivity)
- ϵ_0 : 真空中の誘電率, 大気誘電率
- ϵ_r : 比誘電率
- η : 固有 (波動) インピーダンス (intrinsic (wave) impedance) ($= \sqrt{\mu/\epsilon}$), レーダー反射率 (radar reflectivity)
- η_a : アンテナ開口能率 (antenna aperture efficiency)

- θ : レーダービームの天頂角, 風ベクトルの方位角, ブロードサイド方向からの角度
- θ_1 : アンテナビーム幅
- θ_e : ビーム仰角
- Θ : 温位
- ϑ : レーダービーム主軸を基準にした E 面内の天頂角, 緯度
- ϑ_B : E 面ビーム幅
- κ : 乱流の波数
- $\boldsymbol{\kappa}$: 屈折 (誘電) 率の揺らぎの波数ベクトル
- λ : レーダー波長
- Λ : 粒径分布パラメータ (分布曲線の傾斜)
- μ : 透磁率 (permeability), 修正ガンマ分布のパラメータ
- μ_0 : 真空中の透磁率, 大気 of 透磁率
- ξ_{DR} : Z_{DR} の真数表現
- ρ : 電荷密度 (electric charge density)
- $|\rho|^2$: 分反射係数
- ρ_a : 大気密度
- ρ_{hv} : 偏波間相関係数 (correlation coefficient)
- ρ_v : 水蒸気密度
- ρ_w : 降水粒子密度
- σ : 導電率 (electric conductivity), レーダー断面積
- σ_a : 吸収断面積 (absorption cross section)
- σ_b : 後方散乱断面積 (backscattering cross section)
- σ_f : ドップラー周波数幅 (周波数幅) (Doppler frequency spectrum width)
- σ_r : 距離重み関数
- σ_s : 散乱断面積 (total scattering cross section)
- σ_t : 全断面積 (total cross section), アンテナ径重み関数
- σ_v : ドップラー速度幅 (速度幅) (Doppler velocity spectrum width)
- τ : 送信パルス幅, タイムラグ, 時間差, インコヒーレント積分時間, スパノ符号復号時のサンプリング時間
- τ_1 : 独立サンプル時間 (independent sample time)
- τ_c : 相関時間 (correlation time)
- ϕ_{DP} : 偏波間位相差 (differential phase)

- φ : 受信信号の位相, レーダービーム主軸を基準にした H 面内の天頂角
 φ_B : H 面のアンテナビーム幅
 Φ : COPLAN 走査平面に垂直な風ベクトル成分
 Ψ : スカラーポテンシャル, COPLAN 走査平面の基線と直交する風ベクトル成分
 ω : 角周波数
 ω_d : ドップラー角周波数
 Ω : 立体角, 地球自転角速度 ($= 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$)

第1章 序論

1.1 レーダーの原理

地球を取り巻く大気中には、さまざまな気象や大気現象があり、時々刻々と変化している。本書は、これらの現象をレーダーによってリモートセンシングする手法について述べる。リモートセンシングは離れた場所にある標的を測定する技術である。レーダー (radar; RAdio Detection And Ranging) は、送信機 (transmitter) で生成した電波をアンテナ (antenna) を介して空間に放射し、対象となる標的 (target) に照射されて散乱した電波のうち、後方散乱 (backscattering) して戻ってきた成分を再びアンテナを介して受信機 (receiver) で受信することによって、標的の位置や動きを測定する無線装置である。通常、アンテナは送信と受信に同一のものが使われる。標的位置は、電波の発射から散乱信号が戻ってくるまでの時間によって算出される距離、および指向性を持ったアンテナで受信される散乱信号の到来方向から求められる。

電波を散乱させる標的には、航空機や船舶などの孤立した対象物、降水や雲のような微小粒子の分布、および大気の乱流による電波屈折率の構造変化など、散乱のメカニズムが異なるものが各種存在する。本書では、降雨や雲霧のような気象に起因する標的および大気現象に起因する標的を扱う。前者の検出は主として気象レーダー (meteorological radar または weather radar)、一方、後者の検出は主として大気レーダー (atmospheric radar) によって行われる。図 1.1 (a) および (b) に示すのは、それぞれ気象レーダーおよび大気レーダーの基本概念である。気象と大気現象の散乱メカニズムに対応して、用いられる電波の周波数は異なるが、レーダーの基本的な構成や標的の扱いおよび信号処理の考え方の多くは共通であるため、特に断らない限り両者を一体で扱う。また、標的の特質や信号の扱いが異なる点、およびレーダー構成が異なる部分は、その違いを明らかにする。

なお、高度約 100 km を越える上空は、大気の一部が電離して自由電子が存在する空間 (電離圏) になる。ここでは、通常の大気中での電波の散乱とは異なる

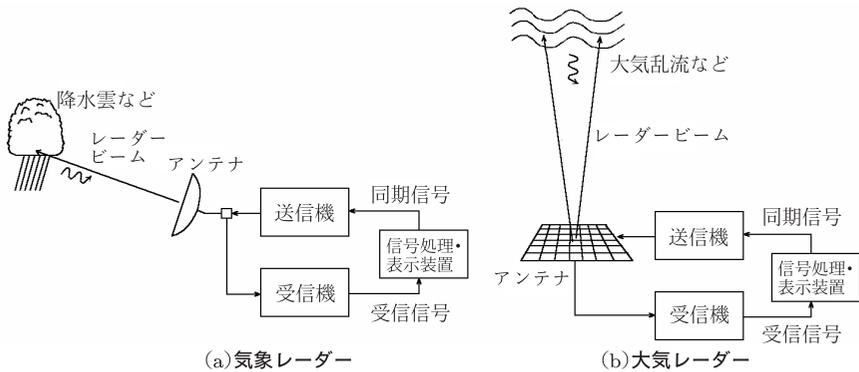


図 1.1 気象レーダーと大気レーダーの基本概念

メカニズムの散乱，すなわち自由電子によるインコヒーレント散乱 (incoherent scattering; IS) が支配的になる．この領域のリモートセンシングにはインコヒーレント散乱 (IS) レーダーが用いられるが，本書では 10.2.1 項で大型大気レーダーの一部にこの機能を含むものがあることを述べるにとどめる．

1.2 気象と大気に関するレーダーの歴史

パルスレーダー^{注 1)}の原型は 1920 年代から徐々に姿を現し始めていたが，現在の気象レーダーの基本になるマイクロ波帯の電波を用いるレーダーが降水観測に初めて用いられたのは 1940 年代の初頭とみられる．一方，これ以前に既に電波の散乱理論が L. Rayleigh, G. Mie らによって明らかにされていた．すなわち，Rayleigh は，大気中の降水粒子によって電波が散乱される強さは粒子径の 6 乗に比例し，使用する電波の波長の 4 乗に逆比例することを示した [例えば Stratton, 1941; Battan, 1973]．また，Mie は，Rayleigh の散乱理論が適用されない領域，すなわち粒子径が波長の 1/10 程度以上に大きくなる領域では，より厳密な散乱理論による解釈が必要であることを示した [例えば Stratton, 1941]．これらは後出の 3.2 節および 3.3 節で論じるように，それぞれレイリー散乱 (Rayleigh scattering) およびミー散乱 (Mie scattering) として知られる．さて，これらの理論をもとに，

注 1) 詳細は 8.1 節を参照．

Ryde [1946] は 1941 年から 1946 年にかけて、マイクロ波帯の電波に対する、大気中の降水粒子や雲による反射強度と減衰量の理論的な推定を行った。これがレーダーによる気象の定量観測の基礎となり、1947 年 3 月に第 1 回目のレーダー気象学会議 (Conference on Radar Meteorology; 米国気象学会主催) が米国 MIT (マサチューセッツ工科大学) で開催された頃には、すでに降雨の定量観測が米国を中心に進められていた。Marshall and Palmer [1948] によって明らかにされた、レーダー反射因子と降水強度の関係および雨滴の粒径分布に関する研究は、その後のレーダー気象学研究の端緒となった。なお、レーダー気象学会議は、2003 年夏で 31 回目を数えるまでになっている。

一方、1950 年代に対流圏乱流による電波散乱を利用した見越し外 (over the horizon; OTH) 通信の研究が盛んになった。この過程で晴天大気乱流 (clear air turbulence; CAT) や散乱メカニズムの理解が急速に進んだ [Booker and Gordon, 1950] ことが、大気リモートセンシングの研究を促進した。大気レーダーの起源は、1950 年代末に Gordon [1958] の理論的研究で導かれた原理に基づき、1960 年代に開発・建設が本格化した超大型の電離圏観測レーダーにある [Evans, 1969]。1974 年には、Woodman and Guillen [1974] が初めてそのうちの 1 つのレーダーを用いて中間圏・成層圏の風や乱流の観測が可能であることを示した。大気レーダーには、観測対象とする高度域に応じて、MST (中間圏・成層圏・対流圏) レーダー、ST (成層圏・対流圏) レーダー、BL レーダー (境界層レーダー; BLR) などがある。早期に開発されたのは、主として 50 MHz~1 GHz 帯の周波数を用いる MST レーダーや ST レーダーであり、後になって 1.3 GHz などのマイクロ波を用いる BL レーダーも実用化された。

1.3 レーダーで使用される電波の周波数

レーダーの送信電波として、数 MHz から 100 GHz に至る広い範囲のさまざまな周波数が用いられている。電波伝搬およびレーダー動作の基本原理は周波数によらず同じであるが、実際のレーダー構成および対象とする標的は、周波数によって大きく変わる。基本的には、遠距離の大きな標的の検出には長い波長、すなわち低い送信周波数が適しており、近距離の微小な標的の検出には短い波長、すなわち高い周波数が適している。レーダーで使用される電波の周波数とその周辺の周波数帯を図 1.2 に示す。また、レーダー周波数帯の区分と主要な用途を表 1.1

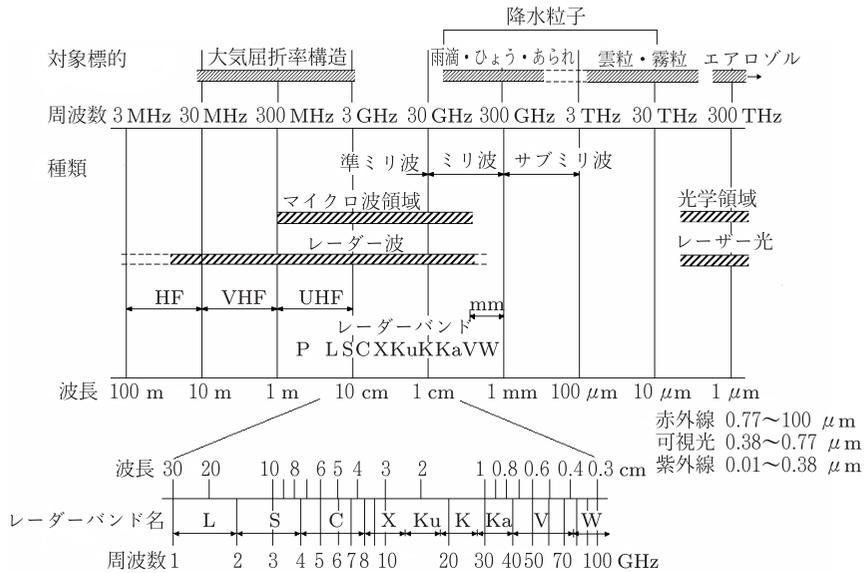


図 1.2 レーダーで使用される電波の周波数とその周辺の周波数帯

に示す．レーダー開発の歴史の中で，同表の区分の欄に示すようにレーダー周波数帯を英文字で表現することが一般的に行われてきた．ところが，近年，文字による周波数帯表現は具体周波数を示す上で不便であり，避けるべきであるとの見方が国内外の学界を中心に広まっている．したがって，本書では，周波数表記に関しては，特に断らない限り例えば“Lバンド”という表現は避け，“1.3 GHz”など，具体周波数を明示して表現する．

電波の散乱特性は波長と密接な関係にある．すなわち，対象とする標的および散乱メカニズムに対応する最適な波長帯がある．降雨や雲霧のリモートセンシングでは，数 μm から数 mm の径を持つ降水粒子^{注2)}を対象にするため，波長数 mm のミリ波から波長数 cm のマイクロ波までがレーダー電波として用いられる．この周波数帯では，波長数 cm 以下の電波は伝搬経路上の降水粒子の存在によって大きく減衰するため，その影響を評価することが必須である．

注2) 降水粒子と非降水粒子を厳密に区別せず，両者をまとめて降水粒子と総称することも多い．本書も特に断らない限りこの立場をとる．

表 1.1 レーダーの周波数帯と主な用途

区分	周波数範囲	ITU*の規定	主要な用途
HF	3~30 MHz		OTH レーダー, 大気観測
VHF	30~300 MHz	138~144 MHz	超長距離探索, 大気観測
		216~225 MHz	同上
UHF**	300~3000 MHz	420~450 MHz	同上
		890~942 MHz	
L	1~2 GHz	1.215~1.4 GHz	長距離探索, 航空路管制, 大気観測
S	2~4 GHz	2.3~2.5 GHz	中距離探索, 航空管制
		2.7~3.7 GHz	広域気象観測
C	4~8 GHz	5.25~5.95 GHz	長距離追尾, 気象観測
X	8~12 GHz	8.5~10.68 GHz	短距離追尾, 気象観測
Ku	12~18 GHz	13.4~14.0 GHz	高解像度衛星高度計測
		15.7~17.7 GHz	
K	18~27 GHz	24.05~24.25 GHz	空港面監視
Ka	27~40 GHz	33.4~36 GHz	近距離追尾, 気象観測
V	40~75 GHz	59~64 GHz	リモートセンシング
W	75~110 GHz		リモートセンシング
mm***	110~300 GHz		リモートセンシング

*: International Telecommunication Union (国際電気通信連合) の略。

** : これを 300~1000 MHz とすることもある [Skolnik, 1990]。

230 MHz~1 GHz は P バンドとも呼ばれる。

***: この周波数帯のレーダーはまだ実現していない。

一方, 大気のリモートセンシングでは, 大気乱流からの散乱が主な対象になる。大気乱流にはさまざまな空間スケールのものがあるが, 一般に空間スケールの大きな乱流の方が大きいエネルギーを持つ。このため, 大気リモートセンシングはより大きなスケールを対象にする方が容易である。大気のレーダー観測では, 波長に対応する特定の空間スケールの散乱のみを検出する。したがって, 極力大きなレーダー波長を用いる方が観測を容易に行えることになる。実際にはアンテナ構造の物理的な制約も考慮し, 大気観測には数 m 程度までの波長を用いることが多い。3.4.2 項で論じるように, 周波数 2~3 GHz 周辺を境にして, これより低い周波数帯では大気乱流, 高い周波数では降水粒子の散乱が支配的である。このため, 大気レーダーは一般に 3 GHz よりも低い周波数帯で運用される。これに対し, 気象レーダーは一般に 2~3 GHz より高い周波数帯で運用される。後に 6.3

節で論じるように、3 GHz 程度よりも低い周波数の電波では、伝搬経路上の降水や大気の組成によって生じる減衰をほぼ無視できる。

なお、大気観測手法の1つに、雲霧粒よりもさらに小さな浮遊微粒子(エアロゾル)や大気分子を散乱体として利用するものがある。この場合は、マイクロメートル (10^{-6} m) サイズのエアロゾルと同程度の波長のレーザー光が用いられる。レーザーレーダーはライダー (lidar; Light Detection And Ranging) と呼ばれ、気温逆転層、水蒸気量や大気密度の観測に利用されている。また、近年ドップラー検出機能を持つ風速測定が可能なコヒーレントドップラーライダー (coherent Doppler lidar; CDL) も実用化している。

第2章 電波の特性

2.1 電波の一般的性質

電界と磁界は、波動，すなわち電波（または電磁波）として空間を伝わることをできる．以下ではマクスウェルの方程式 (Maxwell's equations) の解が空間を伝搬する波動としての性質を持つことについて述べる．

2.1.1 基礎方程式

マクスウェルの方程式 電磁現象に関する3つの基本法則，すなわちファラデーの法則 (Faraday's law)，アンペア・マクスウェルの法則 (Ampère–Maxwell law)，およびガウスの法則 (Gauss's law) を一連の微分方程式としてまとめたものをマクスウェルの方程式という．これによれば，電磁界の媒質中の電界強度 (electric field strength) \mathbf{E} と磁界強度 (magnetic field strength) \mathbf{H} は，磁束密度 (magnetic flux density) \mathbf{B} ，電流密度 (electric current density) \mathbf{J} ，および電束密度 (electric flux density) \mathbf{D} を通して次のように表わされる．

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \quad (\text{ファラデーの法則}) \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (\text{アンペア・マクスウェルの法則}) \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{電束密度に関するガウスの法則}) \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{磁束密度に関するガウスの法則}) \quad (2.4)$$

\mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{J} , \mathbf{D} , および \mathbf{B} はいずれも位置 (x, y, z) と時間 (t) に依存するベクトルであり，それぞれ SI 単位系 (Système International d'Unités)^{注1)} では $[\text{V m}^{-1}]$,

注1) 長さは m，質量は kg，時間は s (秒)，電流は A (アンペア) を基本単位とする MKSA unit である．

[AT m⁻¹], [A m⁻²], [C m⁻²], および [WB m⁻²] である。また ρ は電荷密度 (electric charge density) で単位は [C m⁻³] である。 $\nabla \times$ と $\nabla \cdot$ は、それぞれベクトル解析における回転 (rotation) 注2) と発散 (divergence) 注3) をとる微分演算を表す。

一般に、光速近くで運動する媒質のような特別な場合を除いて、 \mathbf{D} および \mathbf{J} は \mathbf{E} のみの、また \mathbf{B} は \mathbf{H} のみの1次関数として、次の構成方程式 (material equations) で表される。

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.7)$$

ここで、 ε [F m⁻¹] は誘電率 (permittivity), μ [H m⁻¹] は透磁率 (permeability), また σ [S m⁻¹] は導電率 (electric conductivity) と呼ばれる媒質定数で、強磁性体や結晶体などの非等方性の媒質ではテンソル量, 等方性注4) 媒質ではスカラー量になる。本書では特に断らない限りスカラー量として扱う。

波動方程式 マクスウェルの方程式の式 (2.1), (2.2) は共に各式に電界と磁界の双方の量を含んでいるが、この2つの式を連立方程式として解けば、電界または磁界だけを含んだ式が得られる。まず電界について考える。式 (2.2) を時間 t について微分し、右辺のパラメータを式 (2.5) および (2.7) を用いて置き換えると

$$\begin{aligned} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \\ &= \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

注2) 直角座標系 (x, y, z) では、 \mathbf{E} の回転は次式で与えられるベクトル量である。

$$\nabla \times \mathbf{E} = \text{rot} \mathbf{E} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \mathbf{i}_x + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \mathbf{i}_y + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \mathbf{i}_z$$

ここで、 \mathbf{i}_x , \mathbf{i}_y , および \mathbf{i}_z はそれぞれ x , y , および z 方向の単位ベクトルである。

注3) \mathbf{D} の発散は次式で与えられるスカラー量である。

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \text{div} \mathbf{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}$$

注4) 誘電率および透磁率が方向性を持たない物質を等方性媒質 (isotropic medium) という。

となる．次に式 (2.1) の回転を取り，式 (2.6) および (2.8) を代入すると

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} - \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} \quad (2.9)$$

が得られる．ここで，式 (2.9) の左辺をベクトル演算の恒等式

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.10)$$

を用いて置き換える．ただし， ∇ および ∇^2 はそれぞれ勾配 (gradient) 演算子^{注5)} およびラプラス演算子 (Laplacian)^{注6)} である．さらに式 (2.3) および (2.5) から求まる $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \nabla\rho/\varepsilon$ を代入すると，式 (2.9) および (2.10) から

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} - \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla\rho \quad (2.11)$$

が導かれる．磁界に関しても同様の変換を行えば

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H} - \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} = 0 \quad (2.12)$$

が成り立つ．式 (2.11) および (2.12) はベクトル波動方程式 (vector wave equation) と呼ばれ，等方性，非分散性^{注7)} を持つ線形^{注8)} の均質媒質^{注9)} 中での波動を表す一般式である．本書で扱う媒質とは，これらの条件が成立する空間をいう．

無限の広がりを持ち，一様で損失のない理想的な誘電媒質 ($\sigma = 0$) を考える．媒質が電荷などの波源を持たないとすると， $\rho = 0$ となるため，式 (2.11) および

注5) 直角座標系 (x, y, z) では，スカラー関数 $\varphi(x, y, z)$ の勾配は次式で示されるベクトル量である．

$$\nabla\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x} \mathbf{i}_x + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \mathbf{i}_y + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \mathbf{i}_z$$

注6) スカラー関数 $\varphi(x, y, z)$ に対して， $\nabla^2\varphi$ は

$$\nabla^2\varphi = \text{div}(\text{grad } \varphi) = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}$$

で与えられるスカラー量である．

注7) 誘電率および透磁率が周波数によらず一定の物質を非分散性媒質 (nondispersive medium) といい，これ以外のものを分散性媒質 (dispersive medium) という．

注8) \mathbf{D} と \mathbf{E} ， \mathbf{B} と \mathbf{H} ，あるいは \mathbf{J} と \mathbf{E} の間に比例関係が成立する媒質を線形媒質 (linear medium) という．これ以外のものを非線形媒質 (nonlinear medium) という．非線形媒質では，誘電率，透磁率，あるいは導電率が \mathbf{E} や \mathbf{H} の関数になる．

注9) 誘電率および透磁率が場所に関係なく一定の媒質を均質媒質 (homogeneous medium) という．それ以外のものを不均質媒質 (inhomogeneous medium) という．

(2.12) は次のように簡単化される.

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0 \quad (2.13)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H} = 0 \quad (2.14)$$

式 (2.13) および (2.14) を同次ベクトル波動方程式 (homogeneous vector wave equations) と呼ぶ.

平面波 電波の伝搬方向に垂直な平面内で電界および磁界が一定の強さを持つとき, すなわち伝搬方向と電界が直交するとき, この電波を平面波 (plane wave) と呼ぶ. 一般に, 電波が波源から放射状に広がっていくとき, 十分に離れたところでそれを局所的に見れば平面波とみなせる. いま, 平面波の電磁界の時間変化が単一の角周波数 ω [rad s⁻¹] ($= 2\pi f$; f は周波数 [Hz]) の正弦波振動とするとき, 時間因子は $e^{j\omega t}$ で表される. ここで, j は虚数単位 ($j^2 = -1$) とする. このとき式 (2.13) および (2.14) はそれぞれ

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (2.16)$$

と書ける. ただし

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (2.17)$$

である. k は伝搬定数 (propagation constant) あるいは単に波数 (wave number) と呼ばれ, 波長 λ [m] と $k = 2\pi/\lambda$ の関係にある. 式 (2.15) と (2.16) の形の式はヘルムホルツ方程式 (Helmholtz equations) と呼ばれる. 一般に位置 \mathbf{r} における式 (2.15) の解は

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.18)$$

と与えられる. ただし \mathbf{E}_1 は位置によらないベクトルである. $\rho = 0$, $\sigma = 0$ として式 (2.18) を式 (2.1) ~ (2.4) に代入して整理すると

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega\mu\mathbf{H} \quad (2.19)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega\mu\mathbf{E} \quad (2.20)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.21)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.22)$$

が得られる。式 (2.21) と (2.22) は \mathbf{E} と \mathbf{H} が \mathbf{k} と直交すること、さらに式 (2.19) と (2.20) は \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{k} がこの順に右ネジが進む方向の関係にあることを表している。また、 \mathbf{E} と \mathbf{H} は同相で、 \mathbf{i}_k を \mathbf{k} 方向の単位ベクトルとすると、

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\eta} \mathbf{i}_k \times \mathbf{E} \quad (2.23)$$

の関係にある。ここで、 η は固有インピーダンス (intrinsic impedance) あるいは波動インピーダンス (wave impedance) と呼ばれ、

$$\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon} \quad (2.24)$$

で与えられる。真空中の ε および μ をそれぞれ ε_0 および μ_0 とすれば、 $\varepsilon_0 \simeq 8.8542 \times 10^{-12}$ [F m⁻¹], $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \simeq 1.2566 \times 10^{-6}$ [H m⁻¹] から、真空中の波動インピーダンス η_0 は $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} (\simeq 376.7 \simeq 120\pi)$ [Ω] である。

$\mathbf{E}_2 e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ も式 (2.15) を満足するから、一般に同式の解は

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \mathbf{E}_2 e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.25)$$

と線形和で表すことができる。式 (2.25) に時間因子 $e^{j\omega t}$ を乗じると

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1 e^{j(\omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} + \mathbf{E}_2 e^{j(\omega t + \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} \quad (2.26)$$

となる。式 (2.26) は、波動 \mathbf{E}_1 が $+\mathbf{k}$ 方向に、 \mathbf{E}_2 が $-\mathbf{k}$ 方向に

$$v = \frac{\omega}{k} = 1/\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (2.27)$$

の位相速度で伝搬することを意味している。 v は真空中では光速 c に等しく、

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \simeq 2.9979 \times 10^8 \text{ [m s}^{-1}\text{]} \quad (2.28)$$

が導かれる。

2.1.2 偏波

ベクトル波である電波の振動方向がある特定の方向に偏ることを偏波 (polarization) と呼び、電波の伝搬方向と電界の方向によって定まる面を偏波面 (plane of polarization) という。図 2.1 のように、電界ベクトルが伝搬方向を含む一定面内で

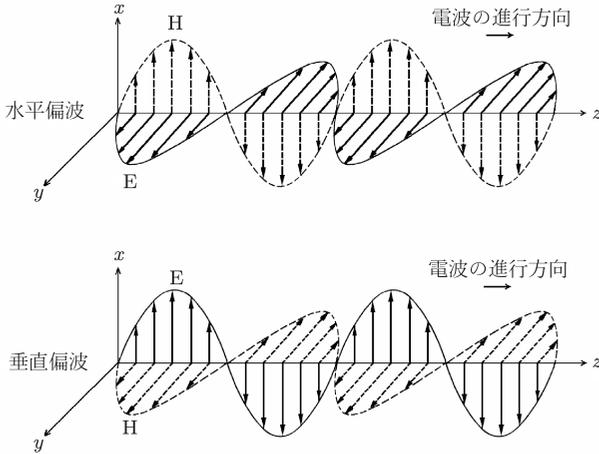


図 2.1 水平偏波と垂直偏波. 実線は電界, 破線は磁界を示す

振動するような電波は直線偏波 (linear polarization) と呼ばれる. 一般に, 電界ベクトルが地表面に対して水平に振動する波を水平偏波 (horizontal polarization), 垂直に振動する電波を垂直偏波 (vertical polarization) という^{注10)}. また, 電界ベクトルおよび磁界ベクトルが存在する面をそれぞれ E 面および H 面と呼ぶ.

電波の進行方向を $+z$ 方向として, x, y 軸方向の単位ベクトルをそれぞれ $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y$ とする. いま, x 方向および y 方向に各々 ϕ_x および ϕ_y の位相を持つ 2 つの直線偏波の和を取ると次のようになる.

$$\mathbf{E}_c = \mathbf{i}_x E_x e^{j(\omega t - kz) + j\phi_x} + \mathbf{i}_y E_y e^{j(\omega t - kz) + j\phi_y} \quad (2.29)$$

この合成電界の軌跡は xy 平面上で楕円を描き, 楕円偏波 (elliptical polarization) と呼ばれる. 特に $\phi_x - \phi_y = n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) のときの偏波状態が直線偏波である. また, $E_x = E_y$ であつ $\phi_x - \phi_y = \pm\pi/2$ のときは, 円偏波 (circular polarization) という. $\phi_x - \phi_y = \pi/2$ のとき, 図 2.2 に示すように, 電波の進行方向を後ろから見た場合は電界が時間の経過と共に右回転するので, 右旋円

注 10) 地表面を基準にした場合の定義である. 主として天頂方向付近を伝搬する電波を扱う大気レーダーでは, これらを区別せず直線偏波として扱う.

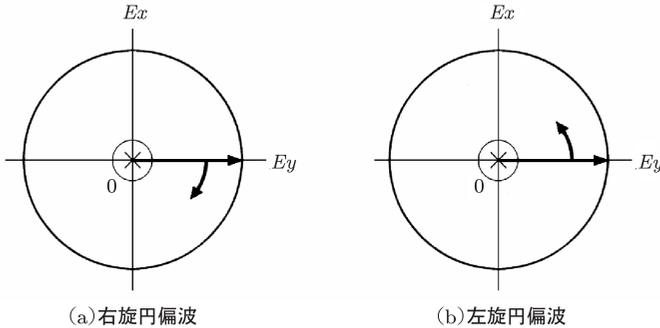


図 2.2 円偏波の回転方向．ただし電波の進行方向を後面から見た場合

偏波右旋円偏波 (right-hand circular (RHC) polarization) と呼ばれる^{注 11)}．また $\phi_x - \phi_y = -\pi/2$ では電界が左回転し，左旋円偏波 (left-hand circular (LHC) polarization) と呼ばれる．任意の楕円偏波は，大きさの異なる右旋および左旋の円偏波の合成，あるいは大きさの異なる水平偏波と垂直偏波の合成と考えることができる．

雨滴などのように，水平偏波と垂直偏波でほぼ等しい反射率の標的に対して照射された円偏波は，後方散乱時に逆旋の円偏波となる．これに対して，航空機や船舶などからの後方散乱信号は楕円偏波となる．本書では，特に断らない限り電波を水平偏波または垂直偏波のいずれかの単一の直線偏波として扱い，送信と同一の偏波を受信することを前提にしているが，複数偏波を扱う場合はこれらの点に注意することが必要である．偏波レーダーに関する議論は 6.4 節でまとめて行う．

2.1.3 反射と屈折

境界条件 図 2.3 のように媒質 1 と媒質 2 が接する状態での境界条件は，次のように導かれる [例えば前田, 1959]．まず，同図 (a) のように，2 つの媒質の境界面を貫く横 Δa ，縦 Δb の微小面積を囲む閉曲線 $C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4$ に，時間変

注 11) 時間軸を固定した空間的な変化を考えると，右旋円偏波の電界ベクトルは左ネジの法則によって回転する．円偏波の左旋および右旋の定義は光学における定義と逆である．

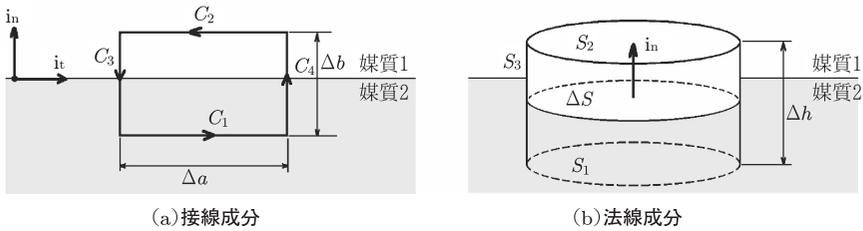


図 2.3 2つの媒質の境界面

化のないファラデーの法則^{注12)}を適用する. Δb が 0 に近づく極限では, C_3 および C_4 の線積分への寄与は無視できるため,

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta b \rightarrow 0} \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= \int_{C_1} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{i}_t d\mathbf{l} + \int_{C_2} \mathbf{E}_2 \cdot (-\mathbf{i}_t d\mathbf{l}) \\ &= \int_{C_1} E_{1t} d\mathbf{l} - \int_{C_2} E_{2t} d\mathbf{l} = (E_{1t} - E_{2t})\Delta a = 0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

が得られる. ここで, $E_{1t} = \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{i}_t$ および $E_{2t} = \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{i}_t$ は, それぞれ \mathbf{E}_1 および \mathbf{E}_2 の \mathbf{i}_t (接線) 方向成分とする. 式 (2.30) から,

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (2.31)$$

となる. すなわち, 2つの媒質の境界面では両側の電界の接線成分 E_t が等しくなる. 同様に, 2つの媒質の境界面に表面電流が存在しないとき, 磁界の接線成分について

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (2.32)$$

が成り立つ. ここで, $H_{1t} = \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{i}_t$ および $H_{2t} = \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{i}_t$ は, それぞれ \mathbf{H}_1 および \mathbf{H}_2 の \mathbf{i}_t 方向成分である.

次に, 図 2.3 (b) に示すように, 2つの媒質の境界面を貫く断面積 ΔS , 高さ Δh

注 12) 式 (2.1) の積分形は $\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ と表される. ただし S は任意の閉曲線 C に囲まれた平面である. 誘電体中での静電界の場合は $\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0$ となる.

の微小体積の表面を $S = S_1 + S_2 + S_3$ として、ガウスの法則を適用する^{注13)}。ここで、 S_1 , S_2 , および S_3 は、それぞれ下底面, 上底面, および側面とする。 Δh が 0 に近づく極限では S_3 に関する面積分の寄与は無視できるため、境界面に表面電荷がないとき、

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} &= \int_{S_1} \mathbf{D}_1 \cdot (-\mathbf{i}_n) dS + \int_{S_2} \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{i}_n dS \\ &= - \int_{S_1} D_{1n} dS + \int_{S_2} D_{2n} dS = (D_{2n} - D_{1n}) \Delta S = 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

が得られる。ここで、 $D_{1n} = \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{i}_n$ および $D_{2n} = \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{i}_n$ は、それぞれ \mathbf{D}_1 および \mathbf{D}_2 の \mathbf{i}_n (法線) 方向成分である。式 (2.33) から、

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (2.34)$$

となる。すなわち、2つの媒質の境界面では、両側の電束密度の法線成分 D_n が等しくなる。同様に、2つの媒質の境界面で磁束密度の法線成分も等しく、

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (2.35)$$

が成り立つ。ここで、 $B_{1n} = \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{i}_n$ および $B_{2n} = \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{i}_n$ は、それぞれ \mathbf{B}_1 および \mathbf{B}_2 の \mathbf{i}_n 方向成分である。

反射と屈折 図 2.4 のように $z = 0$ の xy 平面で媒質 1 と媒質 2 が接する場合について、平面波の反射と屈折を考察する。入射波 \mathbf{E}_i は xz 面内にあり媒質 1 から媒質 2 へ向かって進むものとする。これは媒質 1 内での反射波 \mathbf{E}_r と媒質 2 への屈折波 \mathbf{E}_t とに分かれる。それぞれの進行方向が z 軸となす角を θ_i , θ_r , および θ_t とすると、入射波, 反射波, および屈折波はそれぞれ $\mathbf{E}_i e^{-jk_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)}$, $\mathbf{E}_r e^{-jk_1(x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)}$, および $\mathbf{E}_t e^{-jk_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)}$ と表せる。ただし k_1 , k_2 はそれぞれ媒質 1, 2 の伝搬定数である。境界条件の式 (2.31) より電界の接線成分が連続でなければならない。すなわち

$$E_i e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + E_r e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = E_t e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (2.36)$$

注 13) 式 (2.3) の積分形は $\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \rho dV = Q$ と表される。ただし V は任意の閉曲面 S に囲まれた空間であり、 Q は電荷である。電荷のない自由空間の場合は $\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = 0$ となる。

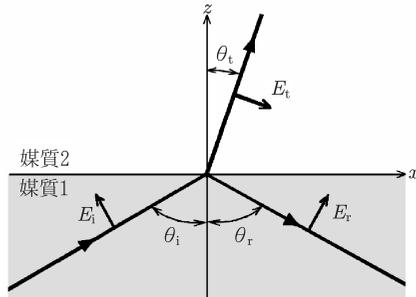


図 2.4 平面波の屈折と反射

である．式 (2.36) が境界面のいたるところで成り立つためには，各成分の位相と振幅がそれぞれ等しくならねばならない．位相に対しては

$$k_1 \sin \theta_i = k_1 \sin \theta_r = k_2 \sin \theta_t \quad (2.37)$$

が満たされることになる．これより

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.38)$$

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{k_2}{k_1} \quad (2.39)$$

が導かれる．この関係は，入射角と反射角が等しく，入射角の正弦と屈折角の正弦の比は入射角によらず一定であることを表している．これは光学におけるスネルの法則 (Snell's law) の一形式である．さて，真空に対する媒質の屈折率 (refractive index) n は定義により次式で与えられる．

$$n \equiv \frac{c}{v} \quad (2.40)$$

したがって，媒質 1, 2 の屈折率をそれぞれ n_1, n_2 とすれば，境界面を横切ることによって ω は変化しないので，

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{n_2}{n_1} \equiv n_r \quad (2.41)$$

となる．ここで n_r は媒質 1 に対する媒質 2 の相対屈折率 (relative refractive index) と呼ばれる．特に媒質 1 が真空，媒質 2 が完全誘電体 ($\sigma = 0$) であれば，

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_0 \mu_0}} \simeq \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_0} \quad (2.42)$$

となる。ただし ε_2 および μ_2 はそれぞれ媒質 2 の誘電率および透磁率 ($\mu_2 \simeq \mu_0$) とする。なお、式 (2.36) において振幅に関する連続の関係をを用いると、電波の反射係数 (E_r/E_i) と透過係数 (E_t/E_i) が求められる。

2.1.4 放射

アンテナから自由空間に放射される電波は、一定の波源による電磁界として表現される。まず点波源を想定した電磁界を求め、次いでこれを微小波源による放射電磁界に拡張する。電磁界は、そのまま表現するよりもポテンシャルを用いて表す方が便利な場合がある。放射電磁界の表現もこれに当たるため、以下ではポテンシャルを用いて前出のマクスウェルの方程式を表現する。

ベクトルポテンシャルおよびスカラーポテンシャル 磁束密度 \mathbf{B} は回転場で、式 (2.4) で与えられる連続性を持っている。いま

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \equiv \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.43)$$

となるベクトル \mathbf{A} を定義し、これをベクトルポテンシャルと呼ぶ。式 (2.43) を式 (2.1) に代入すると

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \quad (2.44)$$

すなわち

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.45)$$

となる。ベクトル公式から、回転が 0 になる関数はスカラー関数の勾配で与えられる。これを式 (2.45) に適用すれば、スカラーポテンシャル Ψ を用いて

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \Psi = 0 \quad (2.46)$$

と表すことができる。定常状態では $\mathbf{E} = -\nabla \Psi$ となるから、 Ψ は一般化された電位といえる。静電界の電位に定数だけ任意性があるように、 Ψ , \mathbf{A} も一義的には決まらない。1つの解 Ψ_0 と \mathbf{A}_0 が求められたとき、任意の関数 χ と Φ を用いて

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 - \nabla \chi \quad (2.47)$$

$$\Psi = \Psi_0 + \frac{\partial \chi}{\partial t} + \Phi \quad (2.48)$$

を新たな解としても \mathbf{E} と \mathbf{B} は変らない. ポテンシャルの間のこのような変換をゲージ変換という [三好, 1987].

さて, 放射電磁界では波源が存在するため, 式 (2.2) および (2.5) から

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \mathbf{J} \quad (2.49)$$

が成り立つ. 式 (2.49) に式 (2.43) および (2.46) を代入すると

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla \Psi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = \mathbf{J} \quad (2.50)$$

が得られる. 式 (2.50) は

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \mu \mathbf{J} - \varepsilon \mu \nabla \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (2.51)$$

と書き換えられるため, これに式 (2.10) のベクトル公式を適用すると

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \mu \mathbf{J} = \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right) \quad (2.52)$$

となる. ここでローレンツゲージ (Lorentz gauge)

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0 \quad (2.53)$$

を適用すると

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \mu \mathbf{J} = 0 \quad (2.54)$$

が得られる. 同様に Ψ も以下のように同じ形の微分方程式を満たすことが示される.

$$\nabla^2 \Psi - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \quad (2.55)$$

式 (2.54) と (2.55) はベクトルおよびスカラーポテンシャルを用いて表現されたマクスウェル方程式で, ポテンシャル方程式と呼ばれている. 両式は位置 \mathbf{r} と時間 t に関する微分方程式であり, 以下の形の解を持つことが知られている.

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - r/v)}{r} dV \quad (2.56)$$

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}', t - r/v)}{r} dV \quad (2.57)$$

ただし $r = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ とする．また v は電波の位相速度である．したがって，上の2式は時刻 t に点 \mathbf{r} で観測されるポテンシャルが，時刻 $t - r/v$ に点 \mathbf{r}' にあった電流や電荷が寄与したものであることを示している．このように波源を中心に位相速度 v で放射状に広がるポテンシャルは遅延ポテンシャルと呼ばれる [例えば前田, 1959; 三好, 1987].

放射電磁界 図 2.5 のように直角座標系 (x, y, z) および極座標系 (r, θ, ϕ) を取る．原点に長さ l ($l \ll \lambda$) の微小ダイポールを z 軸に沿って置き，これに次式で示される電流 I を流す．

$$I = I_0 e^{j\omega t} \quad (2.58)$$

ここで， I_0 は I の振幅とする．電流素子の方向は z 軸方向であるから，ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は z 軸成分のみを持ち，式 (2.56) から

$$A_z = \frac{\mu I l}{4\pi r} e^{-jkr} \quad (2.59)$$

となる [Ramo et al., 1965]. アンテナからの電磁界は，直角座標系よりも極座標系の方が実際の模様を表現するのに便利であるため，極座標を用いると，点 Q に

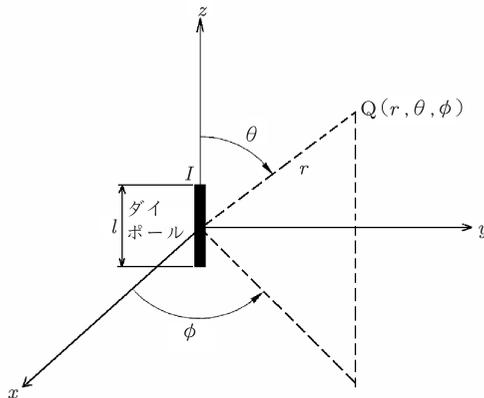


図 2.5 電流素子と座標系

おけるベクトルポテンシャル \mathbf{A} の各成分は次のようになる。

$$A_r = A_z \cos \theta = \frac{\mu I l}{4\pi r} e^{-jkr} \cos \theta \quad (2.60)$$

$$A_\theta = -A_z \sin \theta = -\frac{\mu I l}{4\pi r} e^{-jkr} \sin \theta \quad (2.61)$$

$$A_\phi = 0 \quad (2.62)$$

磁界 \mathbf{H} をベクトルポテンシャルで表現すれば、式 (2.43) および式 (2.60) ~ (2.62) から

$$H_r = \frac{1}{\mu r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (A_\phi \sin \theta) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \phi} \right] = 0 \quad (2.63)$$

$$H_\theta = \frac{1}{\mu r} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) \right] = 0 \quad (2.64)$$

$$H_\phi = \frac{1}{\mu r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] = \frac{I l}{4\pi} \sin \theta \left(\frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr} \quad (2.65)$$

となる。同様に、電界 \mathbf{E} をベクトルポテンシャルで表現すれば、式 (2.46) および (2.53) から

$$\mathbf{E} = -\frac{j\omega}{k^2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - j\omega \mathbf{A} \quad (2.66)$$

となる。式 (2.66) を極座標系の各成分について計算すると

$$E_r = \frac{I l \eta}{2\pi} \cos \theta \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{jkr^3} \right) e^{-jkr} \quad (2.67)$$

$$E_\theta = \frac{I l \eta}{4\pi} \sin \theta \left(\frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{jkr^3} \right) e^{-jkr} \quad (2.68)$$

$$E_\phi = 0 \quad (2.69)$$

が得られる [例えば前田, 1959]。ここで、 η は固有インピーダンスである。すなわち、微小ダイポールによって生じる電磁界の大きさは、原点からの距離の1乗、2乗、および3乗に逆比例する要素の和で表される。距離の2乗および3乗に逆比例する要素は電流源のアンテナ近傍で優勢であり、それぞれ誘導電磁界 (induction field) および静電磁界 (static field) と呼ばれる。一方、原点からの距離 r が波長 λ に比較して大きくなり

$$kr = \frac{2\pi r}{\lambda} \gg 1 \quad (2.70)$$

の関係を満たす領域は放射電磁界 (radiation field) と呼ばれる。この領域では、 r の 2 乗および 3 乗に逆比例する項は省略できるため、電界は式 (2.58) および (2.68) から

$$E_{\theta} = j \frac{k I_0 l \eta}{4\pi r} \sin \theta e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.71)$$

で表現される。同様に、磁界は式 (2.58) および (2.65) から

$$H_{\phi} = j \frac{k I_0 l}{4\pi r} \sin \theta e^{j(\omega t - kr)} = \frac{E_{\theta}}{\eta} \quad (2.72)$$

となる。

ポインティングベクトル 単位時間に単位面積を通過するエネルギーの流れ \mathbf{S} [$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} = \text{W m}^{-2}$] は複素ポインティングベクトル (complex Poynting vector) と呼ばれ、次式で表される。

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \quad (2.73)$$

ただし上添字 * は複素共役を示す。係数 1/2 が乗じられているのは電界、磁界の振幅が波高値として与えられるからである。微小ダイポールの放射電磁界の場合、ポインティングベクトルは次式で示されるように r 成分のみを持ち、電力は $+r$ 方向に放射されることになる。

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} E_{\theta} H_{\phi}^* \mathbf{i}_r = \frac{k^2 I_0^2 l^2 \eta \sin^2 \theta}{32\pi^2 r^2} \mathbf{i}_r \quad (2.74)$$

ここで、 \mathbf{i}_r は r 方向の単位ベクトルである。上式から、総放射電力 P_s は

$$\begin{aligned} P_s &= \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{2} E_{\theta} H_{\phi}^* \right] r^2 \sin \theta d\theta \right) d\phi \\ &= \frac{k^2 I_0^2 l^2 \eta}{32\pi^2} \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta \right) d\phi = \frac{k^2 I_0^2 l^2 \eta}{32\pi^2} \frac{8\pi}{3} \\ &= \frac{\pi \eta}{3} \left(\frac{I_0 l}{\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.75)$$

で表される [例えば前田, 1959]。また、放射抵抗 (radiation resistance) R_R は

$$R_R = \frac{2P_s}{I_0^2} = \frac{2\pi\eta}{3} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \quad (2.76)$$

で与えられる。式 (2.76) は電波の放射の容易さを表している。すなわち、アンテナの長さが長いほど、また波長が短いほど放射しやすいことが分かる。

アンテナパラメータ アンテナを用いて特定の方向に電力を集中させる度合いは指向性利得または単に利得 (gain) と呼ばれ、あらゆる方向に電力を放射する無指向性アンテナの放射電力に対する特定方向の電力比で定義される。単位立体角当たりの平均放射電力で正規化するとき、利得 $G(\theta, \phi)$ は

$$G(\theta, \phi) = \frac{|E(\theta, \phi)|^2}{\frac{1}{4\pi} \int |E(\theta, \phi)|^2 d\Omega} = \frac{|E(\theta, \phi)|^2}{|E_0|^2} \quad (2.77)$$

で与えられる。ただし Ω は立体角で、 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ である。微小ダイポールをアンテナとみなすとき、式 (2.71) から $E(\theta) \propto \sin\theta$ であるため、式 (2.77) は

$$G(\theta) = \frac{\sin^2\theta}{\frac{1}{4\pi} \int \sin^2\theta d\Omega} = \frac{3}{2} \sin^2\theta \quad (2.78)$$

となる。

次にマッチング回路の考え方でアンテナの有効開口面積を導く。放射抵抗 R_R の微小ダイポールアンテナに電源から電力を供給して電流 I を流すとき、この回路の信号出力が最大になる条件は内部抵抗が R_R に等しくなることである。すなわち、ほかに電力損失がないと仮定すれば、アンテナから空間に放射される最大電力 P_R は

$$P_R = \frac{1}{2} |I|^2 R_R = \frac{(El)^2}{8R_R} = \frac{\eta l^2}{4R_R} S_r \equiv A_e S_r \quad (2.79)$$

である。ここで、 E は電界 (実効値)、 l は微小ダイポールの長さ、 S_r は電力密度 $E^2/2\eta$ 、 A_e はアンテナの有効開口面積を示す。式 (2.76) および (2.79) から、微小ダイポールアンテナの A_e は

$$A_e = \frac{\eta l^2}{4R_r} = \frac{3\lambda^2}{8\pi} \quad (2.80)$$

となる [例えば前田, 1959]。一般に、有効開口面積 A_{e1} 、利得 G_1 のアンテナ 1 と有効開口面積 A_{e2} 、利得 G_2 のアンテナ 2 の間には、可逆定理により

$$\frac{A_{e1}}{G_1} = \frac{A_{e2}}{G_2} \quad (2.81)$$

の関係が成り立つ。アンテナ 2 を微小ダイポールアンテナとすると、式 (2.78) および (2.80) を式 (2.81) に代入すれば

$$\frac{A_{e1}}{G_1} = \frac{3\lambda^2/(8\pi)}{3/2} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (2.82)$$

となる。すなわち、一般にアンテナの利得 G と有効開口面積 A_e は

$$G = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2} \quad (2.83)$$

の関係にある。

上では最も単純なアンテナである微小ダイポールについて論じた。レーダー波長に対して大きなサイズのアンテナの場合は、微小ダイポールが多数つなぎ合わされたものとして本項の考えを拡張することができる。

2.2 電波伝搬

2.2.1 大気鉛直構造

アンテナから自由空間に放射される電波は球面波 (spherical wave) であるが、2.1.1 項で触れたように、アンテナから十分遠方では平面波とみなすことができる。伝搬速度 v はほぼ光速 c に等しいが、大気の状態によって電波に対する屈折率に変化が生じることがある。屈折率に影響を与える大気圧や大気温度^{注14)} は高度とともに大きく変化する。

大気層の区分 温度変化に基づいて、大気は図 2.6 に示すように鉛直方向にいくつかの層に区分される [Ulaby et al., 1981]。大気温度は一般に地表から高度が上がるにつれて低下し、ある高度に達すると温度の減少が止まり、概ね -50°C の低温域となる。地表からこの高度までの空間を対流圏 (troposphere) と呼ぶ。その高さは赤道付近では約 16 km、高緯度帯では約 8 km で、対流圏は平均して約 11 km の厚さを持つ。この圏内では、高度が 1 km 上がると温度は約 6.5°C の割合で減少する。雲や降水をはじめ、温帯低気圧、前線、台風などの気象現象は、そのほとんどが対流圏内で発生している。対流圏の最下層の大気は、地表面の影響を熱や摩擦を通して直接受ける。この影響が及ぶ高度 1000 m 程度までの気層は特に大気境界層 (boundary layer) と呼ばれる。

対流圏の上層の高度約 11~50 km の領域は成層圏 (stratosphere) と呼ばれる。また、対流圏と成層圏の境界面を対流圏界面 (tropopause) という。成層圏の最下

注 14) 対流圏や成層圏大気の温度のことを気象学では気温というが、さらに高層の大気温度は広義の大気温度と呼ばれることが多い。本書でも大気温度の呼称を用いる。

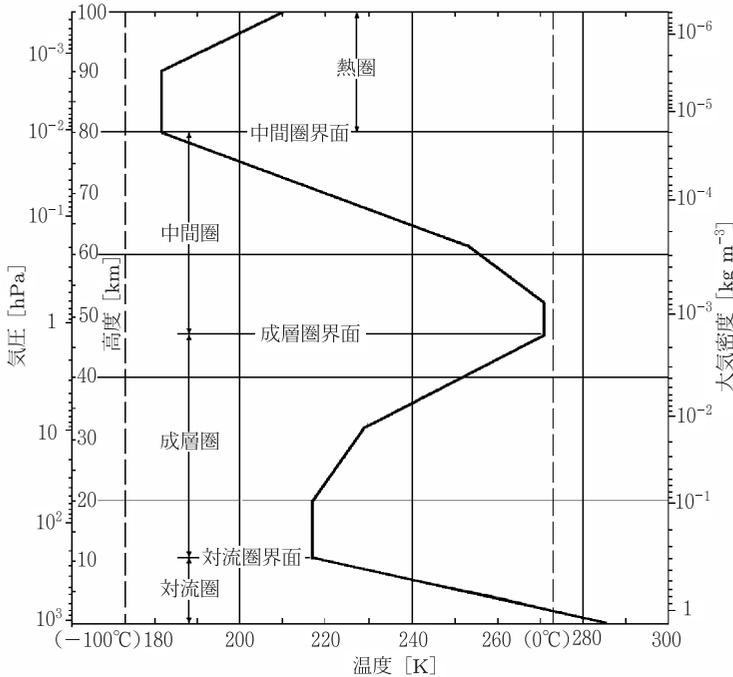


図 2.6 大気鉛直構造. Ulaby et al. [1981] より改変

層部分では、高度が増しても温度はほとんど変化しない。高度 20 km 付近を過ぎると、大気中のオゾンが太陽からの紫外線を吸収するために温度は高度と共に上昇し、成層圏界面 (stratopause) と呼ばれる約 50 km の高度で約 270 K の極大になる。さらに上空の高度約 50~80 km の領域は中間圏 (mesosphere) と呼ばれる。ここでは温度は高度と共に低下し、高度 80 km 付近の中間圏界面 (mesopause) で極小値に達する。成層圏と中間圏は大気の加熱と冷却の過程が共通しており、地球規模の大気の循環 (大気大循環) もこの領域を通じて 1 つの大きなシステムを構成している。このことから両者は、あわせて中層大気と呼ばれ、一括して取り扱われることが多い。この高度域を過ぎると、温度が高度と共に再び上昇する。高度約 80 km から上の領域を熱圏 (thermosphere) という。なお、中層大気の上は超高層大気とも呼ばれる。

中性大気と電離大気 地球大気の密度は高度が増すにつれて指数関数的に減る。このため大気の“果て”を定義することはできないが、一般に高度 1000 km までの範囲を地球大気と呼んでいる。大気の全重量の約 3/4 は高度 10 km までに存在し、一方、高度 100 km 以上にある大気の全重量は全体の約 1/1000000 である。

高度 100 km 付近を境にして、大気特性に著しい変化が生じる。その第 1 は大気運動が流体運動から粒子の運動になることである。高度 100 km 付近の領域より下層では、大気を構成する気体粒子間の衝突距離（平均自由行程）が十分に短いので、大気を流体とみなすことができる。一方、上層では平均自由行程が長くなり、大気を個々の粒子としてとらえることが必要になる。言い換えると、大気が上下方向に拡散する原因が、下層では乱流などの流体運動によるのに対し、上層では粒子の熱運動による分子拡散が大部分を占める。したがって、熱圏大気は、それぞれの気体粒子がその質量に応じて上方へ拡散する力と下方に向かう地球重力とが平衡した鉛直分布を成している。大気特性の第 2 の変化は、この領域を境にして中性大気 から電離大気 に変化することである。すなわち、下層の大気は電気的に中性であるが、上層では太陽からの極紫外線や X 線などの作用によって大気を構成する原子・分子がイオンと自由電子に分離し、電離大気となっている。

以降の議論では、流体とみなされる中性大気中での気象と大気に対するレーダーリモートセンシングを扱うこととする。降水現象や雲霧を対象とする気象レーダーの対象領域は概ね対流圏に限られる。一方、風の鉛直プロファイルを得る大気レーダーの場合は、周波数や出力によって幅があるが対流圏から中間圏が主たる対象域となる。

2.2.2 大気中の電波伝搬

大気の電波屈折率 n は、気象の 3 要素である大気圧、大気温度、水蒸気圧、および電子密度の関数として次式で与えられる [Balsley and Gage, 1980].

$$n = 1 + 7.76 \times 10^{-5} \frac{p}{T} + 3.73 \times 10^{-1} \frac{e}{T^2} - 40.3 \frac{N_e}{f^2} \quad (2.84)$$

ここで p は大気圧 [hPa]、 T は大気温度 [K]、 e は水蒸気圧 [hPa]、 N_e は自由電子密度 [m^{-3}]、 f はレーダー周波数 [Hz] である。右辺第 2 項は中性分子の電気分極による双極子モーメントの寄与であり、対流圏中部から成層圏界面付近までの電波の屈折に対して最も大きく寄与する。第 3 項は水蒸気圧によるもので、通常、対流圏下部においてのみ重要である。一方、第 4 項は自由電子の寄与であり、大気

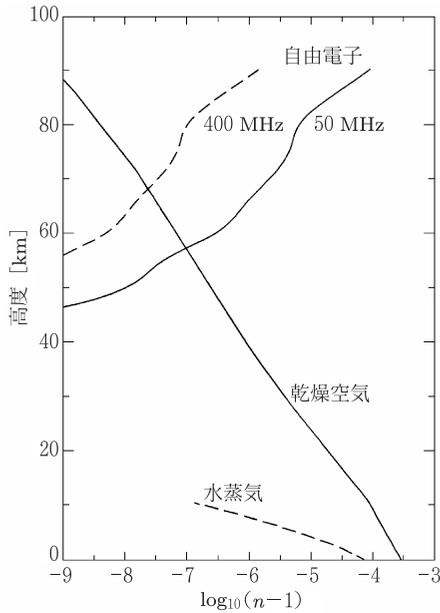


図 2.7 屈折率変動の主要な要因別に見た屈折率変化の高度プロファイル. Sato [1988] より
改変

の一部が電離した中間圏以上で貢献するが，成層圏界面以下では無視できる．図 2.7 にこれら 3 項の高度分布（プロファイル）の典型例を示す [Sato, 1988]．一般に n はほとんど 1 に近く，通常 1.0003 程度以下であり，その変化も $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 程度で非常に小さい．このため，同図では n の変化を示す横軸を $\log_{10}(n-1)$ としている．

対流圏大気中の電波伝搬の解析を容易にするため，地表を平面大地とみなす取り扱いがある．そこでは，以下に示す修正屈折率 (modified refractive index) m ，または修正屈折指数 (refractive modulus) M が用いられる [例えば前田, 1959]．

$$m \equiv n + \frac{h}{a_e} \quad (2.85)$$

$$M \equiv (m-1) \times 10^6 \quad (2.86)$$

ここで， h は海面からの高さ， a_e は地球の平均半径 (6370 km) である． M の高度変化を示す曲線は M 曲線 (M -curve) と呼ばれ， M 単位 (M unit; MU) が用

いられる．実際の大気では高さとともに大気温度や湿度が変わるため，一般に大気の屈折率は複雑な分布を示す．しかし平均的な大気モデルである米国標準大気 (US standard atmosphere, 1962) [Ulaby et al., 1981] では M 曲線は約 130 MU km^{-1} の平均傾度で高さとともに単調に増大する分布を持つ．

地表付近で上層大気より大気温度や湿度が低くなる逆転現象が生じることがある．この場合は M が減少する． M の値が高度と共に減少する大気層を逆転層という．逆転層と地表面，または逆転層の上下境界面の M が等しくなる高度間では，電波に対してダクト (duct) が形成される．ダクトは地表付近から高度千数百 m に生じるもので，電波がその層中で反射を繰り返しながら伝搬するため，通常では到達しない遠方まで達することがある．このため，ダクトが形成されているときのレーダー観測には注意が必要である．

2.2.3 球面大気中の電波伝搬

球面大気中では，一般に大気の誘電率 ϵ は地上から高さと共に減少し，真空中の誘電率 ϵ_0 に近づくため，媒質中で自由空間での速度よりわずかに小さい伝搬速度が，高度が増すにつれて徐々に光速 c に近づく．電波屈折率 n の媒体と，これよりも Δn だけ屈折率が小さい媒体が接する滑らかな境界面に平面波が入射すると，スネルの法則が成り立つため，式 (2.41) と同様に次の関係が得られる．

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n - \Delta n}{n} \quad (2.87)$$

ここで θ_i ， θ_t はそれぞれ図 2.4 の入射角および屈折角であり， n および $n - \Delta n$ はそれぞれ媒質 1 および 2 の屈折率である．式 (2.87) から， $\theta_t > \theta_i$ となり，屈折率の小さい媒質に電波が入射すると，電波経路は屈折率の大きな媒質の方に曲げられることが分かる．すなわち，図 2.8 のように大気の誘電率に応じて屈折率が $n_0, n_1, n_2 \dots (n_0 > n_1 > n_2 > \dots)$ と変化している層を考えると，地上から放射された電波は直線的に進まず，各境界面で屈折し，下向きに湾曲した経路を伝搬する．屈折率の高度勾配 dn/dh が光学理論を適用できる程度に小さい場合，伝搬経路は次の微分方程式で表現できる [Hartree et al., 1946]．

$$\frac{d^2 h}{ds^2} - \left(\frac{2}{a_e + h} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \right) \left(\frac{dh}{ds} \right)^2 - \left(\frac{a_e + h}{a_e} \right)^2 \left(\frac{1}{a_e + h} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \right) = 0 \quad (2.88)$$

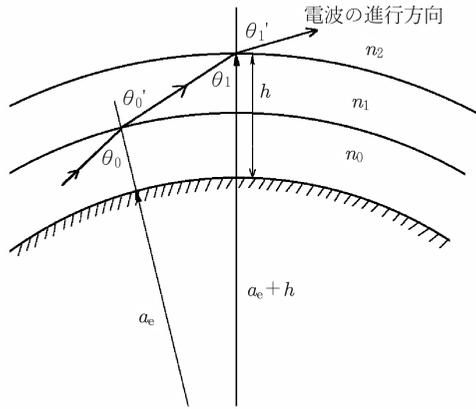


図 2.8 屈折率の異なる大気層内での電波の経路

ここで、 s は水平距離、 h は高度、 a_e は地球の半径を示す。電波の仰角 θ_e が数度以下と小さい場合は、 $(dh/ds)^2 \ll 1$ である。また、 n はほぼ 1 に等しく、 $h \ll a_e$ である。これらの条件を考慮すれば、式 (2.88) は次式に簡略化される。

$$\frac{d^2h}{ds^2} = \frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh} \tag{2.89}$$

上式を h について積分すると

$$\left(\frac{dh}{ds}\right)^2 = 2 \int \left(\frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh}\right) dh + C \tag{2.90}$$

となる。ただし C は定数である。いま、 θ_e が小さいため、 $dh/ds \simeq \theta_e$ となり、式 (2.90) は次のように変換できる。

$$\begin{aligned} \frac{\theta_{eh}^2}{2} - \frac{\theta_{e0}^2}{2} &= \frac{h - h_0}{a_e} + n - n_0 \\ &= \left(\frac{h}{a_e} + n\right) - \left(\frac{h_0}{a_e} + n_0\right) \\ &= (M - M_0) \times 10^{-6} \end{aligned} \tag{2.91}$$

ここで、 θ_{eh} は高度 h での電波の仰角、 θ_{e0} 、 h_0 、および n_0 はそれぞれレーダー点の電波発射仰角、高度、および屈折率を示す。また、 M および M_0 は高度 h お

よび h_0 での修正屈折指数で、式 (2.86) で与えられる。式 (2.84)～式 (2.86) から M の鉛直分布を知れば、高度 h において電波経路が水平面となす角度 θ_{eh} が式 (2.91) によって求められる。

地球を取り巻く大気がない場合、または n が一定であると仮定した場合、電波経路は湾曲せず直進する。このとき、地球の表面に対する曲率は $1/a_e$ である。実際には大気が存在し、したがって屈折により電波経路が湾曲するため、曲率は式 (2.89) より

$$\frac{d\theta_e}{ds} = \frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh} \quad (2.92)$$

となる。ここで、地球の曲率から標準大気の電波経路の曲率（大気屈折率の減少）を引いた値を曲率とする等価的な地球半径を想定すると、電波経路を幾何学的に直線として扱うことができる。仮に $dn/dh = -1/a_e$ とすると、電波は地球と同心円状に地表から等距離で伝搬する。したがって、等価地球半径 a'_e を

$$\frac{1}{a'_e} = \frac{1}{a_e} + \frac{dn}{dh} \quad \text{すなわち} \quad a'_e = \frac{a_e}{1 + \frac{dn}{dh} a_e} \quad (2.93)$$

とするとき、電波経路は直線で表される。ここで $a'_e = k_e a_e$ とするとき、 k_e は等価地球半径比と呼ばれる。標準大気では dn/dh はほぼ一定で、概ね $-4 \times 10^{-8} \text{ [m}^{-1}\text{]}$ となるため、 $k_e = 4/3$ となる。このとき、海拔 0 m の点から放射された電波の水平距離 s における電波経路の海面からの高さ h は、標準大気に対しては概ね $h = \frac{1}{2} \frac{s^2}{a'_e} = \frac{3}{8} \frac{s^2}{a_e}$ となる。

2.2.4 標準大気のプロファイル

本書では、特に断らない限り標準大気を前提に議論を進める。米国標準大気では、以下のようにプロファイルが定められる [Ulaby et al., 1981]。ただし大気レーダーによる大気温度、水蒸気密度の測定では、標準大気ではなく、実際の大气プロファイルを論じる。

大気温度プロファイル 標準大気では海拔 z [km] での大気温度 T [K] は

$$T(z) = \begin{cases} T(0) - a_T z & 0 \leq z \leq 11 \text{ km} \\ T(11) & 11 \text{ km} \leq z \leq 20 \text{ km} \\ T(11) + (z - 20) & 20 \text{ km} \leq z \leq 32 \text{ km} \end{cases} \quad (2.94)$$

で与えられる．ここで $T(0)$ および $T(11)$ は各々海拔 0 km および 11 km での大気温度， a_T は気温減率 とする． $T(0) = 288.15$ K， $a_T = 6.5$ K km⁻¹ である．

大気密度プロファイル 高度 30 km までの海拔 z [km] での大気密度 ρ_a [kg m⁻³] は次式で与えられる．

$$\rho_a(z) = 1.225e^{-z/H_1}[1 + 0.3 \sin(z/H_1)] \quad (2.95)$$

ここで $H_1 = 7.3$ km は一般にスケールハイト (scale height) と呼ばれる．

大気圧プロファイル 高度 30 km までの海拔 z [km] での大気圧 p [hPa] は

$$p(z) = 2.87\rho_a(z)T(z) \quad (2.96)$$

で与えられる．ただし $\rho_a(z)$ および $T(z)$ はそれぞれ式 (2.95) および (2.94) で示した値である．

水蒸気密度プロファイル 水蒸気密度 ρ_v [g m⁻³] は各種の気象要因によって決まるが，特に大気温度に依存する．標準大気では海拔 z [km] の ρ_v を

$$\rho_v(z) = \rho_0 e^{-z/H_2} \quad (2.97)$$

としている．ただし $\rho_0 = 7.72$ g m⁻³， H_2 は 2~2.5 km とする．また，鉛直方向の全水蒸気量 M_v [kg m⁻²] は

$$M_v = \int_0^\infty \rho_v(z) dz = \rho_0 H_2 \quad (2.98)$$

で与えられる．例えば $\rho_0 = 7.72$ g m⁻³， $H_2 = 2$ km のとき， $M_v = 15.4$ kg m⁻²，すなわち 1.54 g cm⁻² である．

第3章 レーダーリモートセンシングの原理

レーダーで直接測定できるパラメータは受信電力 (received power), 受信周波数の送信周波数からの偏移である平均ドップラー偏移 (mean Doppler shift) あるいは平均ドップラー周波数 (mean Doppler frequency), および周波数幅 (Doppler frequency spectrum width) である。観測に用いたレーダーの諸元を考慮し, 受信電力に対して途中経路での電力損失を補えば, エコー強度あるいはレーダー反射因子 (radar reflectivity factor) を算出することができる。また, 平均ドップラー周波数および周波数幅から, それぞれ標的のレーダー視線方向の速度成分であるドップラー速度 (Doppler velocity) および速度幅 (Doppler velocity spectrum width) が求められる。本章では, レーダーによる測定の原理とこれら諸パラメータの算出方法について述べる。ここで得られる基本的なパラメータをもとにして求める各種の気象および大気物理量に関しては, それぞれ第6章および第7章で論じる。また, ドップラー速度測定の原理は第4章で論じる。

3.1 レーダーの基礎

3.1.1 パルスレーダーの基本観測パラメータ

気象レーダーおよび大気レーダーは, 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。その基本構成を図 3.1 に, 送信信号と受信信号の模式図を図 3.2 に示す。

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

$$r = \frac{ct}{2} \quad (3.1)$$

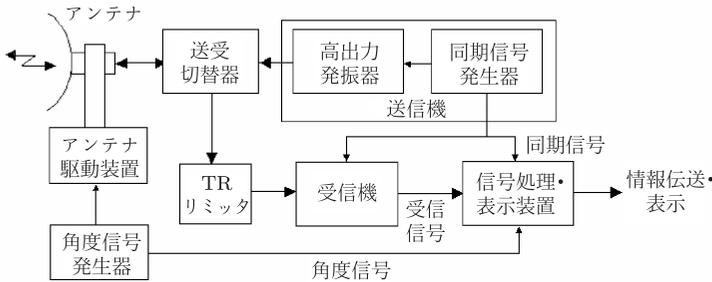


図 3.1 パルスレーダーの基本構成

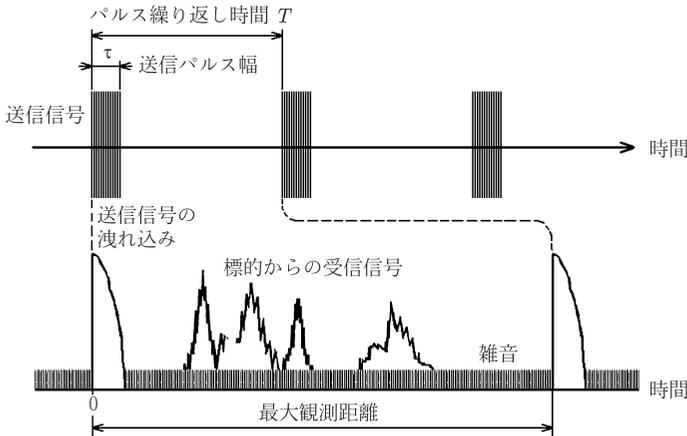


図 3.2 パルスレーダーの送信信号と受信信号

によって求められる．ここで c は光速である．距離分解能 Δr 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、送信パルス幅を τ とするとき

$$\Delta r = \frac{c\tau}{2} \tag{3.2}$$

となる注 1)．観測しようとする最大距離 r_a は、送信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

注 1) 厳密には送信パルスの立ち上がり、立ち下がり波形、および標的の形状などによって変化する．

T とするとき

$$r_a = \frac{cT}{2} \quad (3.3)$$

で与えられる。通常の受信信号すなわち 1 次エコー (primary echo) 以外に、この距離を超える遠方からも信号が受信される場合がある。1 つ前の送信信号に対する受信信号の場合は 2 次エコー (secondary echo) と呼ばれる。また、それ以前の送信信号に対して遠方から受信される場合は多次エコー (multiple echo) と総称される。多次エコーは、見かけ上直近の送信パルスに対する時間遅れから計算される距離に存在する標的とされ、実在標的と混在することになるため、注意が必要である。近年は、送信パルスごとに送信位相を変化させて多次エコーを識別・抑圧する手法も普及しつつある^{注 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。アンテナのビーム幅は後出の式 (8.8) によって近似的に求められる。

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。3.3 節および 3.4 節に詳述するように、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率 (radar reflectivity) やレーダー反射因子 (radar reflectivity factor) が算出される。

3.1.2 リモートセンシングの対象標的

アンテナを介して大気中に放射された電波は、雨滴、雲粒、大気乱流などの標的に当たって散乱するが、その一部は航空機や船舶からの反射信号と同様に再びアンテナで受信される。航空機や船舶の探知を目的とする搜索レーダー (search radar) に対して、降水粒子を主対象とする気象レーダーおよび大気現象を主対象とする大気レーダーは、次の特徴を持っている。

注 2) 2 次エコーの識別・抑圧方法の詳細は 8.4.2 項で述べる。

- 一般に、搜索レーダーではレーダー波長より大きな標的を対象とするのに対し、気象レーダーでは波長よりも小さな標的が対象になることが多い。一方、大気レーダーの場合はレーダー波長が対象となる標的のスケールを決めており、波長の半分程度のスケールを持つ大気現象を主対象とする。
- 雨滴、雲粒や雪片などの降水粒子の集合体である空間の降雨域、雲霧域や大気乱流の集合体は、一般的にレーダービームよりも大きい広がりを持っている。このため、これらの標的からの後方散乱 (backscattering) 信号は、レーダー散乱体積内の雨滴、雲粒や大気乱流などの全体からの散乱としてとらえられる。
- 降水粒子や大気乱流からの受信電力は、レーダービーム内各部の散乱電界のベクトル合成で得られる。レーダービーム内の個別標的の相対位置は気流などの影響を受け、時々刻々変化しているため、レーダーの受信電力も送信パルスごとに大きく変動する。

このため、受信電力の測定では、多くの送信パルスで得られた受信電力の平均値を求めるのが一般的である。以下では対象標的の特性を次のように分類する。

ハードターゲット (hard target) 航空機や船舶のようにレーダー波長に対して大きなスケールの孤立した標的、および雨粒や雲粒のような微小粒子の集合体をいう。前者を孤立型標的 (isolated scatterer)、後者を離散分布型標的 (discretely distributed scatterers) と呼ぶ。気象レーダーの主たる観測対象はハードターゲットのうち離散分布型標的である。

ソフトターゲット (soft target) 大気乱流のように、散乱粒子を持たない連続分布型標的 (continuously distributed scatterers) である。散乱のメカニズムにより、ランダムな散乱を生じる乱流と、成層した大気からの反射、すなわち分反射の2種類に大別される。大気レーダーの主たる観測対象はこれらのソフトターゲットである。

各種の標的と、これらのレーダーリモートセンシングに用いられるレーダーの種類をまとめて表 3.1 に示す。ハードターゲットのうち、孤立型標的では、レーダービームによって電波が照射される標的の大きさ (レーダーがとらえる断面積) が受信電力に寄与する。一方、ハードターゲットのうち、気象レーダーが対象とする雨滴や雲粒などの離散分布型標的、および大気レーダーの主要な対象である

表 3.1 リモートセンシングの対象標的と使用するレーダーの種類

標的の種類		代表的な標的	主に用いるレーダー
ハードターゲット	孤立型標的	航空機, 船舶	捜索レーダー
	離散分布型標的	雨滴などの降水粒子	気象レーダー
ソフトターゲット	連続分布型標的	大気の流れや構造	大気レーダー

大気乱流のような連続分布型標的では、標的の大きさのほか、レーダービームが照射される面積とパルス幅によって決まる散乱体積 (scattering volume) が受信電力に寄与する。

3.2 孤立型標的のレーダーリモートセンシング

3.2.1 孤立型標的のレーダー方程式

点波源から送信電力 P_t [W] の電波がすべての方向に等方的 (isotropic) に放射されたとき、距離 r [m] における放射電波の電力密度 [W m^{-2}] は $P_t/4\pi r^2$ となる。したがって同距離の標的の面積 σ [m^2] で受信される電力 P_σ [W] は

$$P_\sigma = \frac{P_t \sigma}{4\pi r^2} \quad (3.4)$$

になる。レーダーアンテナは、通常特定方向に電力を集中させるために指向性を持っている。このため、想定している方向の利得 G_t を考慮した受信電力 $P_{\sigma G}$ は

$$P_{\sigma G} = G_t P_\sigma = G_t \frac{P_t \sigma}{4\pi r^2} \quad (3.5)$$

で与えられる。標的が電力損失なしにすべての方向に等方的に電力を再放射し、これを有効開口面積 A_e [m^2] のアンテナで受信した場合の受信電力 P_r [W] は

$$P_r = \frac{P_{\sigma G} A_e}{4\pi r^2} = G_t \frac{P_t A_e \sigma}{(4\pi r^2)^2} \quad (3.6)$$

となる。レーダー電波の波長を λ [m] とするとき、受信時の A_e と受信アンテナの利得 G_r には、前出の式 (2.83) で示した関係がある。式 (3.6) の A_e を式 (2.83) で置き換えると次式が得られる。

$$P_r = \frac{P_t G_t G_r \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \sigma \quad (3.7)$$

通常、レーダーでは送受信のアンテナが共用であるため $G_t = G_r \equiv G$ となり、受信電力は次のように表される。

$$P_r = \frac{P_t A_e^2}{4\pi\lambda^2 r^4} \sigma = \frac{P_t G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \sigma \quad (3.8)$$

式 (3.8) は孤立型標的に対するレーダー方程式 (radar equation) と呼ばれる。同式より、孤立型標的の場合は P_r は距離 r に対して $1/r^4$ に比例して減じること、および A_e^2/λ^2 に比例することが分かる。

通常のレーダーは、標的によって散乱された電波のうち送信点の方向に戻る後方散乱信号を受信する^{注3)}。 σ は標的の形状、性質、およびレーダー波長などによって決まる有効反射面積で、レーダー断面積 (radar cross section; RCS) と呼ばれる。

レーダー断面積 レーダー断面積は、実際の標的が散乱するのと同じ大きさの電力を受信アンテナの方向に散乱させる等方性散乱体の面積である。すなわち、標的からの散乱が全方向に等方的に起こると仮定し、標的から距離 r にあるレーダー受信点における散乱電力密度を S_s とすれば、標的からの仮想的な全散乱電力は $4\pi r^2 S_s$ となる。一方、入射電力密度を S_i とし、これを σ の断面積で受ければ標的への入射電力は $S_i \sigma$ となる。両者が等しいとした場合の σ がレーダー断面積で、次式のように定義される。

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{S_s}{S_i} \quad (3.9)$$

理論的には、レーダー断面積はマクスウェルの方程式を適切な境界条件のもとで解くことによって解析的に求められる [Skolnik, 1990]。ただし、解析的な解は簡単な形状の標的に対して得られているだけで、実際には電界強度の測定などによって求めるのが通例である。通常の標的は複雑な表面形状を持ち、散乱波が互いに干渉し合うため、レーダー断面積は標的とレーダーアンテナの相対角度によって大幅に変動する。表 3.2 にマイクロ波帯のレーダー波長に対する各種標的の代表的なレーダー断面積を示す [Nathanson, 1991]。

注3) 4.2.3 項で論じるバイスタティックレーダー (bistatic radar) では側方散乱信号を利用する。

表 3.2 各種標的の代表的なレーダー断面積 [m^2]. Nathanson [1991] より改変

区分	レーダー波長				
	30~15 cm	10 cm	6 cm	3 cm	1.8 cm
小型プロペラ機	2	3	2.5		
大型ジェット旅客機	70	70	70	70	
人	0.3	0.5	0.6	0.7	0.7
海鳥	0.002	0.001~0.004	0.004		
スズメ	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001

3.2.2 散乱の特性

標的が球形の完全導体である場合のレーダー断面積 σ は、3.3.4 項で詳述するミー公式 (Mie formulas) によって導かれる。これをもとに、導体球の大きさと波長の比率に対するレーダー断面積の関係を図 3.3 に示す [Skolnik, 1980]。ここで、 D は導体球の直径、横軸は導体球の全周をレーダー波長で正規化した値^{注 4)}、縦軸は導体球の断面積で正規化したレーダー断面積である。レーダー波長に対して導体球の方がはるかに大きい $\pi D/\lambda \gg 1$ の領域は光学領域 (optical region) と呼ばれ、標的のレーダー断面積は幾何学的な計算で求められる値 ($\pi D^2/4$) に漸近する。一方、レーダー波長よりも導体球がはるかに小さい $\pi D/\lambda \ll 1$ の領域はレイリー領域 (Rayleigh region)^{注 5)} と呼ばれ、レーダー断面積は λ^{-4} に比例する。マイクロ波帯のレーダー波長に対しては雨滴などの降水粒子は概ねこの領域に属する。光学領域とレイリー領域の間はミー領域 (Mie region) または共振領域 (resonant region) と呼ばれ、レーダー断面積はレーダー波長の変化に対して振動的に増減する。図 3.4 に標的の概略サイズとレーダー周波数、波長に対する散乱領域の対応を示す [Nathanson, 1991]。

注 4) これを電波長 (radioelectric size) と呼ぶ。後出の式 (3.57) を参照

注 5) Doviak and Zrnić [1993] は $\pi D/\lambda < \pi/16 \simeq 0.2$ をレイリー領域としている。

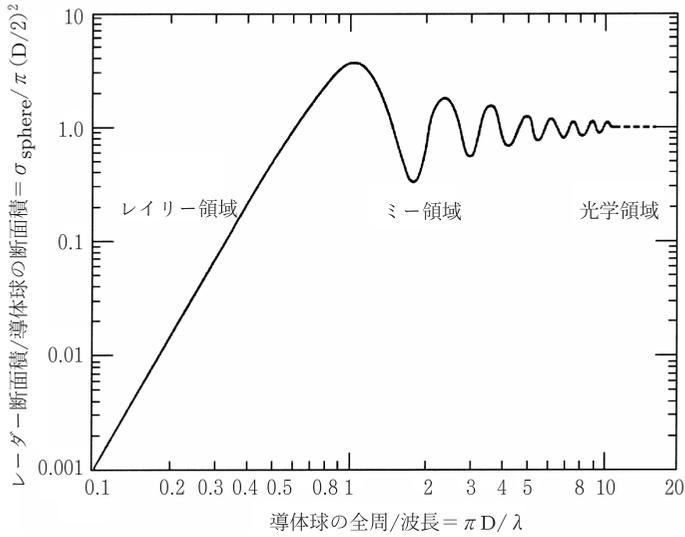


図 3.3 導体球のレーダー断面積. Skolnik [1980] より改変

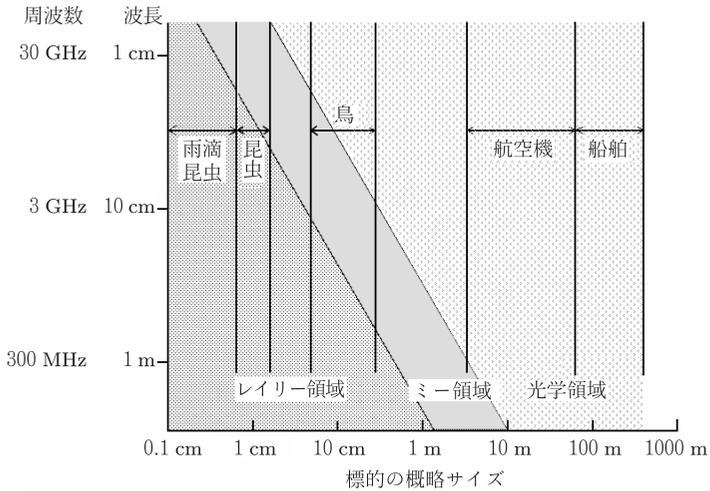


図 3.4 標的の概略サイズとレーダー周波数、波長に対する散乱領域の対応. Nathanson [1991] より改変

3.3 離散分布型標的のレーダーリモートセンシング

3.3.1 球状の誘電体による散乱

気象のレーダーリモートセンシングで一般に用いられる数 cm～数 mm の波長の電波は、誘電体である雨滴に誘電分極 (dielectric polarization) を生じさせる。すなわち、雨滴による電波の散乱は、誘電分極の双極子モーメント (dipole moment) による交番電界と対応し、次のように導かれる [例えば Gossard and Strauch, 1983]。

誘電率 ε の散乱体に電界 \mathbf{E} が加われば、単位体積当たりの誘電分極 \mathbf{P} は

$$\mathbf{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\mathbf{E} \quad (3.10)$$

となる。ここで、 ε_0 は誘電体の外部の誘電率^{注 6)}である。また、誘電体の体積を V_D とするとき、双極子モーメント \mathbf{P}_V は

$$\mathbf{P}_V = V_D\mathbf{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)V_D\mathbf{E} \quad (3.11)$$

となる。一方、散乱体から十分遠方では、散乱ベクトル振幅 (far-field vector scattering amplitude) \mathbf{f} は次式で与えられる。

$$\mathbf{f} = \frac{k_s^2}{4\pi\varepsilon_0}\mathbf{P}_V \sin\chi \quad (3.12)$$

ここで、 k_s は散乱電波の波数である。また、 χ は入射電波の偏波方向と波数ベクトル \mathbf{k}_s のなす角度で、後方散乱では $\chi = \pi/2$ である。この \mathbf{f} によって距離 \mathbf{r}_s に励起される電界すなわち散乱電界 (scattered field) \mathbf{E}_s は次式で示される。

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{f} \frac{e^{-j\mathbf{k}_s\mathbf{r}_s}}{r_s} \quad (3.13)$$

式 (3.11) および (3.12) を式 (3.13) に代入すれば、 \mathbf{E}_s は次式で示される。

$$\mathbf{E}_s = \frac{k_s^2 V_D (\varepsilon/\varepsilon_0 - 1)}{4\pi r_s} \mathbf{E} \sin\chi e^{-j\mathbf{k}_s\mathbf{r}_s} \quad (3.14)$$

注 6) 大気の誘電率をいう。通常、真空中の誘電率に等しいとみなす。

単一の球状誘電体による散乱 一様な外部電界 \mathbf{E}_0 に置かれた誘電率 ε の誘電体は外部電界 の方向に分極し，誘電体内部の電界は

$$\mathbf{E} = \frac{3}{\varepsilon/\varepsilon_0 + 2} \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}_0)} \quad (3.15)$$

で表される．ここで， \mathbf{r}_0 は電波の送信点に対する誘電体の位置ベクトル， \mathbf{k}_0 は入射電界の波数ベクトルである．式 (3.15) を式 (3.14) に代入すると，誘電体から距離 r_s の点の散乱電界は

$$\mathbf{E}_s = \frac{3k_s^2 K V_D}{4\pi r_s} \mathbf{E}_0 \sin \chi e^{j(\omega t - \mathbf{k}_s \mathbf{r}_s - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}_0)} \quad (3.16)$$

で与えられる．ただし K は次式で示される．

$$K = \frac{\varepsilon/\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon/\varepsilon_0 + 2} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \quad (3.17)$$

球状の誘電体が多数分布するときの散乱 同じ大きさの誘電体が伝搬経路上に $N(\mathbf{r}_0)$ で表される密度分布をしているとき，散乱電界は次の積分で示される．

$$\mathbf{E}_s = \frac{3k_s^2 K V_D}{4\pi r_s} \mathbf{E}_0 \sin \chi \int_{\mathbf{r}_0} N(\mathbf{r}_0) e^{j(\omega t - \mathbf{k}_s \mathbf{r}_s - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}_0)} d\mathbf{r}_0 \quad (3.18)$$

ただし積分は散乱体積内で行う．

$N(\mathbf{r}_0)$ の変動により，散乱電力 $\mathbf{E}_s \mathbf{E}_s^* / \eta$ も変動する．ここで， η は式 (2.24) で与えた固有 (または波動) インピーダンスである．入射電界の変動時間に比べて十分長い時間の平均入射電力を

$$P_0 = \overline{\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_0^*} / \eta \quad (3.19)$$

とすれば，平均散乱電力 P_s は

$$P_s = \frac{9P_0 k_s^4 |K|^2 V_D^2 \sin^2 \chi}{(4\pi r_s)^2} I \quad (3.20)$$

$$I = \left| \int_{\mathbf{r}_0} N(\mathbf{r}_0) e^{-j\boldsymbol{\kappa} \mathbf{r}_0} d\mathbf{r}_0 \right|^2 \quad (3.21)$$

で与えられる．ここで， $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_s$ とする．後方散乱の場合は $\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_0$ であるから， $\boldsymbol{\kappa}$ は次式で示される．

$$\boldsymbol{\kappa} = 2\mathbf{k}_0 \quad (3.22)$$

散乱強度 誘電体の密度分布 $N(\mathbf{r}_0)$ は、定常項とランダムな変動項から成る。定常項は主として大きな空間スケールの誘電率または屈折率の変化で、後出の 3.4 節で述べる電波の分反射に寄与する。一方、ランダムな変動項は本節の議論の中心になる電波の散乱を引き起こす。

時間平均を取れば、式 (3.21) の積分は変動分の積の項のみとなり、次式で表される。

$$I = \iint \overline{\delta N(\mathbf{r}_1)\delta N(\mathbf{r}_2)} e^{-j\mathbf{\kappa}(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (3.23)$$

雨滴が直径の等しい球形で、体積 V の空間にランダムに分布すると仮定するとき、式 (3.23) の時間平均は $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ を除き 0 になる。すなわち

$$I = \int_V \overline{\delta N(\mathbf{r})^2} d\mathbf{r} = \int_V \overline{N(\mathbf{r})} d\mathbf{r} = N_T \quad (3.24)$$

となり、 I は雨滴の総数 N_T に等しくなる。この関係は統計学の χ^2 分布の平均値に対応するもので、ランダムに分布する N_T 個の雨滴からの受信電力は雨滴 1 個の場合の N_T 倍となる。一方、雨滴の直径を D とすれば、誘電体の体積 V_D は

$$V_D = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{D}{2}\right)^3 \quad (3.25)$$

で表される。式 (3.24) および (3.25) を式 (3.20) に代入すれば、散乱電力 P_s は

$$P_s = \frac{P_0 k_s^4 |K|^2}{r_s^2} \left(\frac{D}{2}\right)^6 \sin^2 \chi N_T \quad (3.26)$$

となる。一方、式 (3.4) の関係を用いれば、 P_s は

$$P_s = \frac{P_0}{4\pi r_s^2} \sigma \quad (3.27)$$

で示される。式 (3.27) の σ を微小散乱断面積の総和 $\Sigma\sigma$ で置き換えれば、式 (3.26) および (3.27) から

$$\Sigma\sigma = \frac{\pi}{16} k_s^4 |K|^2 D^6 \sin^2 \chi N_T \quad (3.28)$$

が得られる。ここで、 $k_s = 2\pi/\lambda$ であり、後方散乱では $\chi = \pi/2$ であることを用いると、 $\Sigma\sigma$ は次式のように表わされる。

$$\Sigma\sigma = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 N_T \quad (3.29)$$

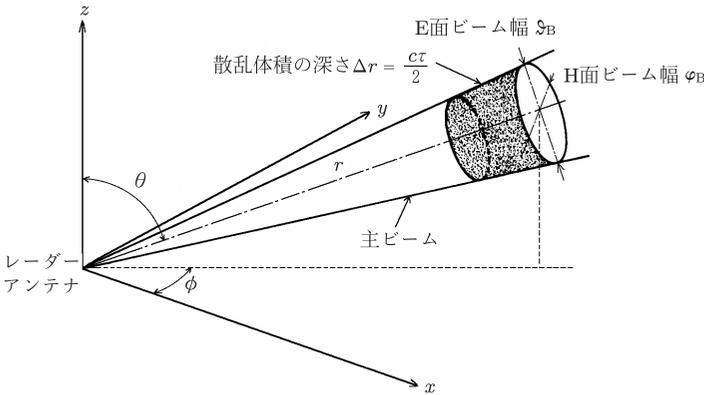


図 3.5 パルスレーダーの散乱体積と座標系

3.3.2 離散分布型標的のレーダー方程式

一般に気象レーダーが対象とする雨粒や雲粒のような微小な離散分布型標的では、式 (3.29) の $\Sigma\sigma$ は図 3.5 に示す散乱体積内の微小散乱断面積の総和に相当する。したがって、式 (3.8) のレーダー方程式は

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \Sigma\sigma \quad (3.30)$$

に置き換えられる。ここで P_r は受信電力 [W]、 P_t はピーク送信電力 [W]、 G はアンテナ利得、 λ は波長 [m]、 r はレーダーと標的の間の距離 [m] である。一方、散乱体の体積 V は観測の物理的分解能に相当し、レーダーアンテナのビーム幅 (antenna beam width) と送信パルス幅 (transmitted pulse width) τ で決まる。単位体積当たりの微小散乱断面積の総和を η とするとき、 $\Sigma\sigma$ は V と η との積として、次式で与えられる。

$$\Sigma\sigma = V\eta \quad (3.31)$$

η をレーダー反射率 (radar reflectivity) [$\text{m}^2 \text{m}^{-3} = \text{m}^{-1}$] と呼ぶ。

式 (3.31) を式 (3.30) に代入すれば、離散分布型標的のレーダー方程式として

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} V\eta \quad (3.32)$$

が得られる。ただし散乱体積 V [m³] は次式で与えられる。

$$V = \int_V f^4(\theta, \phi) dV = \int r^2 dr \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f^4(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.33)$$

ここで、 $f^2(\theta, \phi)$ は片道当りの正規化されたアンテナ放射パターンである。また、標的までの距離 r が散乱体積の深さ $c\tau/2$ よりもはるかに大きいとき、 $dr \simeq c\tau/2$ となる。ただし c は電波の伝搬速度すなわち光速、 τ はレーダーの送信パルス幅である。

アンテナ放射パターンの主ビームの電力分布はガウス分布にしたがうとみなせる。簡単のためアンテナの最大放射電力方向（ビーム主軸）を基準（ z 軸）に取り、 E 面および H 面内の天頂角をそれぞれ ϑ および φ とするとき、アンテナ放射パターン $f^2(\vartheta, \varphi)$ は

$$f^2(\vartheta, \varphi) = \exp \left\{ - \left(\frac{\vartheta^2}{2\sigma_\vartheta^2} + \frac{\varphi^2}{2\sigma_\varphi^2} \right) \right\} \quad (3.34)$$

と表される [Nathanson and Reilly, 1968]。ただし σ_ϑ および σ_φ はそれぞれ ϑ および φ 方向の標準偏差である。同じ座標系で式 (3.33) を考えると、式中の $\sin \theta$ は不要となることから、

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (3.35)$$

の關係を用いると、同式の ϑ と φ に関する積分 Ω_0 は近似的に以下のように求められる。ただしアンテナ放射パターンのサイドローブからの寄与は無視できるとしている [Probert-Jones, 1962]。

$$\Omega_0 \simeq \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f^4(\vartheta, \varphi) d\vartheta d\varphi = \frac{\pi\vartheta_B\varphi_B}{8 \ln 2} \quad (3.36)$$

上式の ϑ_B および φ_B をそれぞれ E 面および H 面のビーム幅（電力半値幅）[rad] とすると、 $\vartheta_B = \sigma_\vartheta \sqrt{8 \ln 2}$ 、 $\varphi_B = \sigma_\varphi \sqrt{8 \ln 2}$ で与えられる。パラボラアンテナの場合は両者のビーム幅は等しいため、これを θ_1 とすると $\vartheta_B = \varphi_B = \theta_1$ となり、散乱体積 V は

$$V = r^2 \frac{c\tau}{2} \frac{\pi\theta_1^2}{8 \ln 2} \quad (3.37)$$

で表される。式 (3.37) を式 (3.32) に代入すれば、

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \theta_1^2 c\tau}{2^{10} (\ln 2) \pi^2 r^2} \eta \quad (3.38)$$

となり、損失を無視した場合の離散分布型標的のレーダー方程式が得られる。受信電力は、孤立型標的の場合は式 (3.8) で示されるように r^{-4} に比例するのに対し、分布型標的の場合は式 (3.38) に示すように r^{-2} に比例する^{注7)}。

距離 100 km ($= 10^5$ m), $\eta = 10^{-10}$ m⁻¹ の標的に対して、後出の表 9.2 に示す気象庁標準レーダーを例に、具体的な数値を用いて P_r を計算すると次のようになる^{注8)}。すなわち、 $P_t = 250$ kW $= 2.5 \times 10^5$ W, $G = 42$ dB $\simeq 15850$, $\lambda = 5.7$ cm $= 5.7 \times 10^{-2}$ m, $\theta_1 = 1.0^\circ \simeq 1.75 \times 10^{-2}$ rad, $c = 3.00 \times 10^8$ m s⁻¹, $\tau = 2.5$ μ s $= 2.5 \times 10^{-6}$ s から、 $P_r = 6.65 \times 10^{-14}$ W $= -101.8$ dBm^{注9)} となる。なお、後出の 5.1 節で述べるように、受信可能な最小電力（受信機感度あるいは最小受信電力）は、外来雑音、周囲（大気）温度、受信機の特性などによって決まる。気象レーダーでは概ね 10^{-14} W, すなわち -110 dBm 前後である。

3.3.3 レーダー反射因子

通常、雨滴などの微小な降水粒子による離散分布型標的は、図 3.4 に示すレイリー領域に位置付けられる。したがってレイリー近似 (Rayleigh approximation) が成り立ち、後出の 3.3.5 項で述べるようにレーダー断面積 σ は

$$\sigma = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 \quad (3.39)$$

で示される^{注10)}。ここで D は雨滴の直径、 $|K|^2$ は前出の式 (3.17) で与えられる K の自乗で、 $|K|^2$ 値と呼ばれる。 $|K|^2$ 値は大気温度とレーダー波長によって表 3.3 に示すように変化し、レーダー波長 0.62 ~ 10 cm および大気温度 0 ~ 20°C の間の水滴に対する値は 0.83 ~ 0.93 の幅を持つ [Gunn and East, 1954]。

いま、微小粒子の粒径分布 (drop size distribution; DSD) を $N(D)$ とする。その詳細は後出の 6.1.1 項で論じるとおりで、粒径分布が指数分布にしたがう場合

注 7) 離散分布型標的だけでなく、後出の第 3.4 節で論じる連続分布型標的の場合も同様である。

注 8) 実際には給電回路などで式 (3.38) で得られる P_r から 3~4 dB 程度の損失があるほか、気象状況によって 6.3 節で述べる減衰が生じたため、受信電力はこれらの損失と減衰を差し引いた値になる。

注 9) dBm は 1 mW を基準とする電力の対数表現で、1 mW = 0 dBm。よって 6.65×10^{-14} W = 6.65×10^{-11} mW = -101.8 dBm。

注 10) 前出の式 (3.29) から得られる。

表 3.3 各種の大気温度とレーダー波長に対する水の $|K|^2$ の値. Gunn and East [1954] より改変

温度 (°C)	レーダー波長			
	10 cm	3.21 cm	1.24 cm	0.62 cm
20	0.9280	0.9275	0.9193	0.8926
10	0.9313	0.9282	0.9152	0.8726
0	0.9340	0.9300	0.9055	0.8312
-8	—	—	0.8902	0.7921

の単位は $[\text{m}^{-4}]$ である注 11). このとき, レーダー反射率 η は

$$\eta = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \sigma(D)N(D)dD \quad (3.40)$$

で示される. ここで $\sigma(D)$ $[\text{m}^2]$ は直径 D $[\text{m}]$ の粒子のレーダー断面積, D_{\min} および D_{\max} はそれぞれ単位体積中の粒子径の最小値および最大値である. 式 (3.39) を式 (3.40) に代入すれば, η は

$$\eta = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^6 N(D)dD \quad (3.41)$$

で示される. 式 (3.41) の積分部分はレーダー反射因子 (radar reflectivity factor) Z と呼ばれ,

$$Z \equiv \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^6 N(D)dD \quad (3.42)$$

で定義される. Z の単位は $[\text{m}^6 \text{m}^{-3}]$ である注 12). Z を用いれば, 式 (3.41) は

$$\eta = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 Z \quad (3.43)$$

注 11) 6.1.1 項で述べるように, 粒径分布を修正ガンマ分布で表す場合は粒径分布の単位は $[\text{m}^{-4-\mu}]$ となる. ただし μ はガンマ分布のパラメータとする.

注 12) Z の単位としては, $\text{m}^6 \text{m}^{-3}$ よりも $\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$ が用いられることが多い. この場合は, 単位変換によって生じる係数 10^{-18} を Z に乗じることが必要である. すなわち, 式 (3.43) は

$$\eta [\text{m}^{-1}] = \frac{\pi^5}{(\lambda[\text{m}])^4} |K|^2 Z [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \times 10^{-18}$$

となる.

となる。上式は η がレーダー周波数の4乗に比例して増大することを示している。式 (3.43) を式 (3.38) に代入すれば、損失を無視した場合の分布型標的のレーダー方程式は、レーダー反射因子 Z を用いて次式で表現される。

$$P_r = \frac{\pi^3 P_t G^2 \theta_1^2 c \tau |K|^2 Z}{2^{10} (\ln 2) \lambda^2 r^2} \quad (3.44)$$

3.3.4 ミー公式

前述のように、通常の気象レーダーでは降水粒子による電波の散乱をレイリー散乱としてとらえる。一方、ミリ波帯の電波に対する相対的に大きな粒径の降水粒子からの散乱のように、レイリー近似ができない場合は、以下に述べるミー公式 (Mie formulas) により、誘電体球による散乱の厳密解を求めることが必要になる。なお、レイリー近似はミー公式の近似解として与えられる。

誘電体としての降水粒子は、照射される電波のエネルギーの一部を吸収して熱に変え、残りを全方向に散乱する。散乱される電力の総和 Q_s と入射電力密度 S_i の比が全散乱断面積 (total scattering cross section) σ_s 、吸収される電力 Q_a と S_i の比が吸収断面積 (absorption cross section) σ_a で、それぞれ、

$$\sigma_s \equiv Q_s / S_i \quad (3.45)$$

$$\sigma_a \equiv Q_a / S_i \quad (3.46)$$

で定義される。また、 σ_s と σ_a の和を全断面積 (total cross section) σ_t と呼ぶ。降水中を伝搬する電波では、 σ_t と S_i の積は降水粒子に照射されたことにより散逸される電力といえる^{注13)}。 (θ, ϕ) 方向に対する散乱断面積を $\sigma_{sd}(\theta, \phi)$ とし、レーダーと標的の距離を r とすれば、 (θ, ϕ) 方向の散乱電力密度 $S_s(\theta, \phi)$ は

$$S_s(\theta, \phi) = \sigma_{sd}(\theta, \phi) S_i / 4\pi r^2 \quad (3.47)$$

で与えられる。特に散乱方向が入射方向と一致するとき、 $\sigma_{sd}(\theta, \phi)$ は後方散乱断面積 (backscattering cross section) σ_b と呼ばれる。式 (3.47) および (3.9) から明らかなように、 σ_b はレーダー断面積 σ に等しい。 σ_s 、 σ_b 、 σ_t はそれぞれ次の

注13) σ_t と降水中を伝搬する電波が受ける減衰の関係は 6.3.3 項で後述する。

ミー公式を用いて表される [例えば Stratton, 1941; Van de Hulst, 1957].

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k_1^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)(|a_l|^2 + |b_l|^2) \quad (3.48)$$

$$\sigma_b = \frac{\pi}{k_1^2} \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l (2l+1)(a_l - b_l) \right|^2 \quad (3.49)$$

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k_1^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \operatorname{Re}[a_l + b_l] \quad (3.50)$$

また, σ_a は σ_t と σ_s から $\sigma_a = \sigma_t - \sigma_s$ として間接的に求められる. ここで, $\operatorname{Re}[*]$ は複素関数 $[*]$ の実数部を示す. また k_1 は誘電体中の波数, a_l および b_l は後述するように正の整数 l に対する l 次のミー係数 (Mie coefficients) を示す. 誘電体球の複素誘電率を $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + j\varepsilon''_1$, 複素透磁率を $\mu_1 = \mu'_1 + j\mu''_1$ とすると, k_1 は前出の式 (2.17) の複素表現として, 次式のように定義される.

$$k_1 \equiv \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \omega \sqrt{(\varepsilon'_1 + j\varepsilon''_1)(\mu'_1 + j\mu''_1)} = m_K k_0 \quad (3.51)$$

ここで, m_K は (相対) 複素屈折率 (complex index of refraction) であり,

$$m_K = n - jk_a \quad (3.52)$$

で示される. n は式 (2.40) で定義した屈折率の実数部で, k_a は虚数部, あるいは吸収をもたらす項である. また, k_0 は真空中の波数を示す. したがって, $k_a k_0$ は電波の振幅の減衰率を示す. 一方, 後出の 6.3 節では電波の電力減衰を論じる. 同節で議論される電力の減衰率 k は, 式 (6.47) に示す定義から明らかのように, $k_a k_0$ の 2 倍に等しい. なお, m_K を用いれば, 3.3.3 項に既出の $|K|^2$ 値は

$$|K|^2 = \left| \frac{m_K^2 - 1}{m_K^2 + 2} \right|^2 \quad (3.53)$$

と表現される.

ミー係数は球ベッセル関数および球ハンケル関数によって定義される [Stratton, 1941] が, 漸化式を用いて解くこともできる [Deirmendjian, 1969]. ここでは後者の手法によることとし, まず漸化式 W_l を次のように定義する.

$$W_l \equiv \left(\frac{2l-1}{\alpha} \right) W_{l-1} - W_{l-2} \quad (3.54)$$

ただし

$$W_0 \equiv \sin \alpha + j \cos \alpha \quad (3.55)$$

$$W_{-1} \equiv \cos \alpha - j \sin \alpha \quad (3.56)$$

とする。ここで α は粒子の電波長で、粒径 D を用いて次式で示される。

$$\alpha = \frac{\pi D}{\lambda} \quad (3.57)$$

次に漸化式 S_l を

$$S_l \equiv -\frac{l}{y} + \left(\frac{l}{y} - S_{l-1} \right)^{-1} \quad (3.58)$$

で定義する。ただし

$$y \equiv m_K \alpha = n \alpha - j k_a \alpha \quad (3.59)$$

$$S_0 \equiv \frac{\sin(n\alpha) \cos(n\alpha) + j \sinh(k_a \alpha) \cosh(k_a \alpha)}{\sin^2(n\alpha) + \sinh^2(k_a \alpha)} \quad (3.60)$$

とする。このとき、ミー係数 a_l および b_l は W_l と S_l を用いて次の各式で表現される [例えば Sauvageot, 1992]。

$$a_l = \frac{\left(\frac{S_l}{m_K} + \frac{l}{\alpha} \right) \operatorname{Re}[W_l] - \operatorname{Re}[W_{l-1}]}{\left(\frac{S_l}{m_K} + \frac{l}{\alpha} \right) W_l - W_{l-1}} \quad (3.61)$$

$$b_l = \frac{\left(m_K S_l + \frac{l}{\alpha} \right) \operatorname{Re}[W_l] - \operatorname{Re}[W_{l-1}]}{\left(m_K S_l + \frac{l}{\alpha} \right) W_l - W_{l-1}} \quad (3.62)$$

3.3.5 レイリー散乱

粒径がレーダー波長よりも十分に小さく、 $\alpha \ll 1$ であるとき、すなわち 3.2 節で論じたレイリー領域では、式 (3.61) および (3.62) のミー係数 a_l および b_l の第 5 次 ($l = 2$) 以降の高次項が無視できる。このため、 σ_s 、 σ_b 、 σ_a および σ_t はレイ

リー近似により、次の各式のように簡単化される [例えば Sauvageot, 1992].

$$\sigma_s = \frac{2\lambda^2}{3\pi} \alpha^6 |K|^2 = \frac{2}{3} \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 \quad (3.63)$$

$$\sigma_b = \frac{\lambda^2}{\pi} \alpha^6 |K|^2 = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 D^6 \quad (3.64)$$

$$\sigma_a = \frac{\lambda^2}{\pi} \alpha^3 \text{Im}[-K] = \frac{\pi^2}{\lambda} \text{Im}[-K] D^3 \quad (3.65)$$

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (3.66)$$

前出の 3.3.1 項の議論はレイリー近似に対応するものである。式 (3.29) は粒子数 N_T の総後方散乱断面積を表している。一方、本項の式 (3.64) は個々の粒子の後方散乱断面積を示す。

各種の大気温度とレーダー波長に対する $|K|^2$ 値は、前出の表 3.3 に示すとおりである。また、複素誘電率の虚数部 $\text{Im}[-K]$ は表 3.4 に示す値を取る [Gunn and East, 1954]。さて、損失のない誘電体の場合は $\sigma_a = 0$ 、すなわち $\sigma_t = \sigma_s$ である。 σ_s が α^6 (または D^6) に比例して変化するのに対して、 σ_a は α^3 (または D^3) に比例するため、雲粒のような微小粒子の場合は $\sigma_s \ll \sigma_a$ である。したがって、通常は $\sigma_t \simeq \sigma_a$ とみなせる。ただし、粒径の大きい雨滴の場合は σ_a と σ_s は同程度になるため、 σ_t の算出には両者を考慮することが必要になる。

なお、大気中を伝搬する電波が受ける減衰のうち、水滴による減衰は σ_t に依存する。これについては、後出の 6.3 節で詳述する。

等価レーダー反射因子 雪片や氷粒のような複雑な形状をした降水粒子に対しては、球形粒子を想定した式 (3.42) の Z を適用できない。このような場合には、等

表 3.4 各種の大気温度とレーダー波長に対する $\text{Im}[-K]$ の値。Gunn and East [1954] より改変

温度 (°C)	レーダー波長			
	10 cm	3.21 cm	1.24 cm	0.62 cm
20	0.00474	0.01883	0.0471	0.0915
10	0.00688	0.0247	0.0615	0.1142
0	0.01102	0.0335	0.0807	0.1441
-8	—	—	0.1036	0.1713

価レーダー反射因子 (equivalent radar reflectivity factor) が用いられる [Smith, 1984]. いま, 降雨に対するレーダー反射因子を Z とすると, 式 (3.43) から降雨に対するレーダー反射因子 η_r と Z は次の関係にある.

$$\eta_r = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \sigma_r(D)N(D)dD = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K_w|^2 Z \quad (3.67)$$

ここで, σ_r は降水粒子のレーダー断面積, $|K_w|^2$ は水の $|K|^2$ 値である. 一方, 標的が雪片や氷粒のときのレーダー反射因子を Z_i , $|K|^2$ 値を $|K_i|^2$ とすれば, 上式と同様にこれらの粒子に対する η_r を求めることができる. 両者の η_r が等しくなる, 水に対する Z を等価レーダー反射因子 Z_e と定義する. このとき,

$$Z_e = \frac{|K_i|^2}{|K_w|^2} Z_i \quad (3.68)$$

となる. 通常, レーダー観測のみでは標的の降水状態 (雨滴か氷粒かなど) を知ることはできないため, 一般にレーダーで得られるのは Z_e であるといえる. したがって, 現地実測などの他の手段によって得た情報をもとに, Z_e を降水状態に応じたレーダー反射因子に変換することになる. 前出の表 3.3 に示すように, $|K_w|^2$ はレーダー波長および大気温度によって変化するが, 大気中の雨滴の場合 ($> 0^\circ\text{C}$) は, レーダー波長に対して実用上ほぼ一定と考えてよい. 以下の議論では特に断らない限り $|K_w|^2 = 0.93$ とする. また, $|K_i|^2$ はレーダー波長の変化に対してほぼ一定で, $|K_i|^2 = 0.176$ である [Battan, 1973]. したがって, 式 (3.68) から氷粒の場合は

$$Z_e = 0.189 Z_i \quad (3.69)$$

となる. また, 雪片のように $|K_i|^2$ 値は氷粒と同一であるが形状が複雑な場合は, 次の考えに基づく $|K|^2$ 値の換算が行われる. すなわち, 雪片を溶かして得た水滴からもとの粒径を推定する. このとき, 氷の密度は $0.92 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ であるから, 同一質量の水に対してもとの氷の粒径は $0.92^{-1/3} \simeq 1.028$ 倍である. さらに, 水滴に対しては一般にレーダー反射因子は式 (3.42) から D^6 に比例するため, 氷を融解した粒径で議論する場合のレーダー反射因子 Z_i は, 氷粒のままの Z_i に対して $(0.92)^2 \simeq 0.846$ 倍小さくなる. この効果を $|K|^2$ 値に含めることとして $|K'_i|^2$ とすれば, $|K'_i|^2$ は $|K_i|^2$ を $(1/0.846) \simeq 1.18$ 倍した値であり, $|K'_i|^2 = 1.18|K_i|^2 = 0.208$ となる. この場合は

$$Z_e = 0.224 Z_i \quad (3.70)$$

で関係付けられる [Smith, 1984].

以上のように球形でない降水粒子に対しても、それぞれのレーダー反射因子を雨滴のレーダー反射因子に置き換えることができる。この等価レーダー反射因子 Z_e と $|K_w|^2$ を用いることにより、損失を無視した場合の分布型標的のレーダー方程式 (3.44) は、より一般的に次式で表現される。

$$P_r = \frac{\pi^3 P_t G^2 \theta_1^2 c \tau |K_w|^2 Z_e}{2^{10} (\ln 2) \lambda^2 r^2} \quad (3.71)$$

3.4 連続分布型標的のレーダーリモートセンシング

3.4.1 連続分布型標的の散乱特性

大気の流れによる屈折率 (あるいは誘電率) の揺らぎが、レーダーによる大気からの散乱波の主要な生成要因である [Woodman and Guillen, 1974]. 2.2.2 項で述べたように、大気の屈折率は大気圧、大気温度、水蒸気分圧、および電子密度によって決まり、大気乱流によってこれらの値がわずかに変動すると、屈折率に揺らぎが生じる。屈折率は背景大気の動きに対応して変化し、レーダー電波を散乱させる。そのメカニズムの主要なものは図 3.6 に示すブラッグ散乱 (Bragg scattering) と分反射 (partial reflection) である。

ブラッグ散乱 降水粒子からの散乱では、一定の誘電率変化を示す散乱体が離散的に分布している状態 (離散分布型標的) と見なせる。これに対し、降水粒子が存在しない大気 (晴天大気; clear air) による電波散乱は、連続した大気の誘電率の空間分布の揺らぎに起因している。すなわち大気乱流による屈折率 (radio refractive index) の不規則な変動が散乱の原因となり、連続分布型標的が形成される。大気乱流の連続分布型標的としての特徴は、その散乱がレーダー波長の半分程度の空間スケールを持つ屈折率のランダムな揺らぎのみが寄与するブラッグ散乱にある。一般に、大気レーダーが対象とする中間圏以下の高度では乱流は流体力学的に等方的であると考えられており、電波の散乱もまた等方的であるとみなされる。散乱体が一様に分布している場合、散乱体積が散乱電力に寄与する。したがって、連続分布型標的を対象とするレーダー方程式の導出手順は、レーダー断面積をレイリー近似によって求める降水粒子などの離散分布型標的とはレーダー断面積を評価するプロセスが異なるものの、基本的な考え方は同じである。

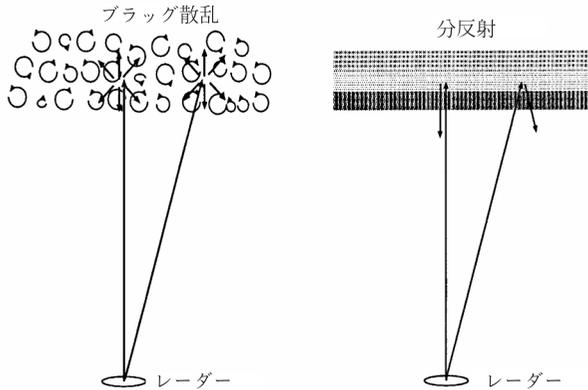


図 3.6 大気散乱の特性

分反射 水平方向に成層した大気層に向かって電波が垂直に近い角度で入射するとき、散乱体積内の同一高度の各所から散乱される電波の位相は相関を持つ。散乱が水平方向に大きな相関を持つ距離は水平相関距離 h_c と呼ばれる。 h_c がアンテナ直径 D_a の 0.3 倍程度以上になると、散乱は入射電波の一部が鏡面から反射されるのに近い状態となる [例えば Doviak and Zernić, 1993]。これは分反射あるいはフレネル反射 (Fresnel reflection) と呼ばれる。典型的な VHF 帯レーダーでは D_a は 100 m 程度であるから、水平相関距離が 30 m 程度になれば分反射が効いてくる。一方、平均的に強い安定層を持つ大気の内側では、何らかの原因で局所的に発生した乱流領域の鉛直スケール H と水平スケール L の間に

$$H/L \simeq f_i/N \simeq 10^{-4}/10^{-2} = 1/100 \tag{3.72}$$

の関係が成り立つ [例えば Charney, 1973]。ここで、 f_i は慣性振動数^{注 14)}、 N はプラント・バイサラ振動数 (Brunt-Väisälä frequency)^{注 15)} である。成層圏で

注 14) 地球の自転の角速度を Ω 、緯度を ϑ とするとき、慣性振動数 f_i は $f_i = 2\Omega \sin \vartheta$ で表される。地球が自転しているために現れる見かけの力、すなわちコリオリ力 (Coriolis force) は、北半球では風を運動方向に対して直角に右向きに曲げるように作用し、南半球では左向きに曲げるように作用する。西から東へ吹く風の成分を u 、北から南へ吹く風の成分を v とするとき、コリオリ力は $du/dt = f_i v$ 、 $dv/dt = -f_i u$ で表される。

注 15) 連続成層した流体中に、周囲の媒体と密度が等しい浮遊媒体を置いたとき、この媒体を引き上げると周囲の媒体よりも密度が大きくなり、押し下げれば逆に密度は周囲よりも小さくなるため、元

観測される乱流領域の高度幅から $H \simeq 1 \sim 100 \text{ m}$ とすると、 $L \simeq 0.1 \sim 10 \text{ km}$ となり、反射層が h_c よりも大きいスケールに広がる。分反射は、このような薄い層構造の境界面に生じる屈折率の急しゅんな勾配または不連続によって生じる反射である。なお、散乱体積内に反射層が多重に存在すると、ブラッグ散乱と分反射の中間的な特性を示す。これは特に分反射性散乱あるいはフレネル散乱 (Fresnel scatter) と呼ばれる。

3.4.2 乱流からの散乱

ブラッグ散乱に対するレーダー方程式 大気乱流による電波の後方散乱においてもまた、前出の図 3.5 に示すパルスレーダーのレーダービームが照射される面積とパルス幅によって決まる散乱体積が、受信電力に寄与する。受信電力 P_r を求める式 (3.32) において、アンテナ利得 G を式 (2.83) によってアンテナの有効開口面積 A_e と波長 λ で表現すれば、

$$P_r = \frac{P_t A_e^2}{4\pi\lambda^2 r^4} V \eta \quad (3.73)$$

が得られる。ここで η はレーダー反射率で、大気乱流の観測においては η は大気屈折率の揺らぎの関数になる。その詳細は次項で論じる。

一般に大気レーダーでは、レーダービームを天頂およびその周辺の複数方向に向けて放射する。簡単のためにアンテナの放射パターンをビーム幅 θ_1 の円錐で近似し、散乱体積 V をこの円錐の深さ Δr の部分として扱う (図 3.5 参照)。 $\theta_1 \ll 1$ のとき V は

$$V = \pi \left(\frac{r\theta_1}{2} \right)^2 \Delta r \quad (3.74)$$

の位置に戻そうとする復元力が働く。復元力の強さは鉛直方向の変位に比例するので、浮遊媒体の運動に伴って流体が乱れることがなく、粘性を無視すれば、この媒体は単振動を行う。この振動数をプラント・バイサラ振動数という。この振動数は、密度の鉛直方向の変化の平方根に比例するため、成層の強さを表すパラメータとして使われる。なお、本書では N は雑音電力の表示にも用いており、その都度注を付している。

で表される^{注16)}。ここで $\Delta r = c\tau/2$ である。式 (3.74) を式 (3.73) に代入すれば

$$P_r = \frac{P_t A_e^2 \theta_1^2}{16\lambda^2 r^2} \Delta r \eta \quad (3.75)$$

となる。ここで、 s をレーダービーム内の電波充満の度合いに関する定数とするとき、ビーム幅と利得は次式で関係付けられる。

$$G = \left(\frac{\pi s}{\theta_1} \right)^2 \quad (3.76)$$

式 (3.76) および (2.83) から得られる

$$\theta_1^2 = \frac{\pi^2 s^2}{G} = \frac{\pi \lambda^2 s^2}{4A_e} \quad (3.77)$$

を式 (3.75) に代入すると、損失を無視した場合の連続分布型標的に対するレーダー方程式として

$$P_r = \frac{\pi s^2 P_t A_e}{64r^2} \Delta r \eta \quad (3.78)$$

が導かれる。ただし標的は散乱体積全体を満たしているものとする。また、 A_e および電波充満の度合い s は、実測などにより得られる G および θ_1 を用いて、それぞれ

$$A_e = \frac{G\lambda^2}{4\pi} \quad (3.79)$$

$$s = \frac{\sqrt{G}\theta_1}{\pi} \quad (3.80)$$

によって求められる。式 (3.78) から明らかなように、ブラッグ散乱の受信電力は、送信電力 P_t と A_e の積に比例し、また、散乱体積の深さ Δr 、すなわち送信パルス幅に比例する。

屈折率の揺らぎのスペクトル ここでは屈折率の揺らぎとレーダー反射率の関係を論じる。レーダー散乱に寄与する屈折率 n の揺らぎの空間スペクトル密度

注 16) 離散分布型標的の散乱体積を示す式 (3.37) と本式の違いは、係数 $1/(2 \ln 2) \simeq 0.72$ の有無である。これは、前者でアンテナの放射パターンの特性和して放射電力分布がガウス分布とみなされる効果を厳密に扱ったことによる。慣例的な取り扱いの違いによるものであり、連続分布型標的と離散分布型標的のレーダー方程式には本質的な差はない。

(spatial power-spectral density) $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ は、後述のように n の空間 3 次元の相関関数をフーリエ変換 (Fourier transform) ^{注 17)} することで定義される ^{注 18)}。揺らぎの波数ベクトル $\boldsymbol{\kappa}$ は、3.3.1 項で述べた入射電界の波数ベクトル \mathbf{k}_0 および散乱電波の波数ベクトル \mathbf{k}_s と $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_s$ の関係にある。後方散乱の場合は、式 (3.22) に示したように $\boldsymbol{\kappa} = 2\mathbf{k}_0$ となるため、絶対値 $\kappa = |\boldsymbol{\kappa}|$ と送信波長 λ の間には

$$\kappa = 2(2\pi/\lambda) = 4\pi/\lambda \quad (3.81)$$

の関係が成り立つ。したがって、レーダー電波の後方散乱に対しては、電波伝搬方向にある送信電波の半波長の空間スケール ($\lambda/2 = 2\pi/\kappa$) を持つ揺らぎのみが散乱に寄与していることになる。すなわち、レーダーでは、屈折率の揺らぎのスペクトルの中で送信波長の 1/2 に相当する空間波数成分のみをサンプリングしているといえる。

さて、散乱体のある基準点を \mathbf{r}_0 とし、そこからの散乱体の相対位置を \mathbf{l} とすれば、前出の誘電体の散乱で示した変動分の積の項である式 (3.23) は、次式のように置き換えられる [例えば Gossard and Strauch, 1983]。

$$I = \iint \overline{\delta N(\mathbf{r}_0)\delta N(\mathbf{r}_0 + \mathbf{l})} d\mathbf{r}_0 e^{-j\boldsymbol{\kappa}\mathbf{l}} d\mathbf{l} \quad (3.82)$$

式 (3.82) は散乱体の空間分布の自己相関関数を含んでいる。自己相関関数は $\delta N(\mathbf{r}_0)$ と $\delta N(\mathbf{r}_0 + \mathbf{l})$ の距離 \mathbf{l} のみの関数になるため、その相関関数を散乱体の体積 V 内で次式のように定義する。

$$C_n(\mathbf{l}) \equiv \frac{1}{\overline{\delta N^2}V} \int \overline{\delta N(\mathbf{r}_0)\delta N(\mathbf{r}_0 + \mathbf{l})} d\mathbf{r}_0 \quad (3.83)$$

ここで、 N の分散値 $\overline{\delta N^2}$ は相関係数を正規化するために導入されている。 $C_n(\mathbf{l})$ をフーリエ変換したものが $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ で、両者は

$$\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} C_n(\mathbf{l}) e^{-j\boldsymbol{\kappa}\mathbf{l}} d\mathbf{l} \quad (3.84)$$

$$C_n(\mathbf{l}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \phi_n(\boldsymbol{\kappa}) e^{j\boldsymbol{\kappa}\mathbf{l}} d\boldsymbol{\kappa} \quad (3.85)$$

注 17) $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ の定義は式 (3.84) で、またフーリエ変換の関係式は後出の 5.4.1 項で述べる。乱流は 3 次元的な変動をするランダムな運動である。乱流を測定する際に、乱流中の測定点を線上に並べ、同時刻に測定された空間変動をフーリエ変換することにより、空間スペクトルが得られる。スペクトルは波数 κ の関数になる。

注 18) ここで、 $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ をすべての $\boldsymbol{\kappa}$ について積分した値が n の変動分の分散値 $\overline{\delta n^2}$ に等しくなるように係数を定める。

の関係にある。

$\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ は式 (3.84) によって任意の波数ベクトル成分に対して定義される。一方、ゾンデなどのセンサーで実際に観測されるのは波数の振幅とそのベクトル方向について限られた成分、すなわち 1 次元スペクトルである。これを $S(\kappa)$ とし、次に $S(\kappa)$ と $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ の関係を論じる。いま、 $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ を $\boldsymbol{\kappa}$ 空間で κ_y と κ_z について積分すれば、1 次元スペクトルである

$$F_n^x(\kappa_x) = \iint_{-\infty}^{\infty} \phi_n(\boldsymbol{\kappa}) d\kappa_y d\kappa_z \quad (3.86)$$

が得られる。 κ_x は $-\infty$ から ∞ まで分布するが、実際に観測される 1 次元スペクトル S^x は κ_x が正の場合にのみ値を持つ。すなわち

$$\int_0^{\infty} S^x(\kappa_x) d\kappa_x = \int_{-\infty}^{\infty} F_n^x(\kappa_x) d\kappa_x = 2 \int_0^{\infty} F_n^x(\kappa_x) d\kappa_x \quad (3.87)$$

$$S^x(\kappa_x) = 2F_n^x(\kappa_x) \quad (3.88)$$

の関係にある [Ottersten, 1969a, c].

等方乱流の場合は $\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = \phi_n(\kappa)$ である。また、等方乱流では $S(\kappa)$ はすべての方向に対して同一であり、相関係数 $C_n(l)$ をフーリエ変換した 1 次元スペクトルとして

$$S(\kappa) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} C_n(l) \cos \kappa l dl \quad (3.89)$$

で表される。ただし係数は正規化している。また、式 (3.84) で示される $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ も次のように簡略化できる。すなわち微小積分領域 $d\mathbf{l}$ を極座標表示し、 $\beta = -\cos \theta$ と置けば

$$d\mathbf{l} = l^2 dl \sin \theta d\theta d\phi = l^2 dl d\beta d\phi \quad (3.90)$$

となる。式 (3.90) を式 (3.84) に代入すれば、

$$\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} C_n(l) l^2 \left(\int_{-1}^1 e^{j\kappa l \beta} d\beta \right) dl \int_0^{2\pi} d\phi \quad (3.91)$$

が得られる。ここで

$$\int_{-1}^1 e^{j\kappa l \beta} d\beta = \frac{2 \sin \kappa l}{\kappa l} \quad (3.92)$$

を用いると、式 (3.91) は次式のように変形される。

$$\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{2}{(2\pi)^2} \int_0^\infty C_n(l) \frac{l \sin \kappa l}{\kappa} dl \quad (3.93)$$

さらに $l \sin \kappa l = -\frac{d}{d\kappa} \cos \kappa l$ を式 (3.93) に代入すれば

$$\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{-2}{(2\pi)^2 \kappa} \frac{d}{d\kappa} \int_0^\infty C_n(l) \cos \kappa l dl \quad (3.94)$$

が得られる。式 (3.89) および (3.94) から、等方乱流による屈折率の揺らぎの空間スペクトル密度 $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ と 1次元スペクトル $S(\kappa)$ が次式で関係付けられる。

$$\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = -\frac{1}{4\pi\kappa} \frac{\partial S(\kappa)}{\partial \kappa} \quad (3.95)$$

さて、 $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ を $\boldsymbol{\kappa}$ 空間において半径 κ の球殻について積分することにより、スカラー波数 κ についての 3次元スペクトル $\Phi(\kappa)$ 、すなわちスカラー量の 3次元エネルギースペクトル $\Phi(\kappa)$ が次式で定義される。

$$\Phi(\kappa) \equiv \kappa^2 \int_{4\pi} \phi_n(\boldsymbol{\kappa}) d\Omega \quad (3.96)$$

上式は振幅が $\boldsymbol{\kappa}$ の波数ベクトルからの寄与をすべてのベクトル方向について積分したものである。等方乱流の場合は、 $\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ は方向によらず波数ベクトルの振幅 κ のみに依存する。したがって、立体角 Ω に関する積分は $4\pi\phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ となり、式 (3.96) は

$$\Phi(\kappa) = 4\pi\kappa^2 \phi_n(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.97)$$

で表される。また、式 (3.95) を式 (3.97) に代入すれば、3次元スペクトル $\Phi(\kappa)$ と 1次元スペクトル $S(\kappa)$ の関係式として

$$\Phi(\kappa) = -\kappa \frac{\partial S(\kappa)}{\partial \kappa} \quad (3.98)$$

が導かれる。ここで、 $\Phi(\kappa)$ はレーダーの電波散乱の特性に関与しているのに対し、 $S(\kappa)$ は屈折率 n の揺らぎをゾンデなどのセンサーによって求めたスペクトルに対応する。

大気乱流のレーダー反射率 前項では屈折率の揺らぎの空間スペクトルに関して論じた。一方、屈折率の揺らぎは誘電率の空間分布の揺らぎによって生じる。本項では誘電率の空間分布の揺らぎと散乱電界の関係を示し、次いで屈折率の揺らぎと誘電率の揺らぎの関係、および屈折率の揺らぎとレーダー反射率の関係を明らかにする。

微小な誘電率変動を $\delta\varepsilon$ とすれば、これによる散乱電界は、球状の誘電体が多数存在する場合の散乱電界として示した式 (3.18) において、 $3KV_D N(\mathbf{r}_0)$ を $\delta\varepsilon$ に置き換えたものに等しい。したがって、大気乱流による散乱電界は

$$\mathbf{E}_s = \frac{k_s^2}{4\pi r_s} \mathbf{E}_0 \sin \chi \int_{\mathbf{r}_0} \frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r}_0)}{\varepsilon_0} e^{j(\omega t - \mathbf{k}_s \mathbf{r}_s - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}_0)} d\mathbf{r}_0 \quad (3.99)$$

で表される。このとき、散乱電力 P_s は、式 (3.20) および (3.21) において同様に $3KV_D N(\mathbf{r}_0)$ を $\delta\varepsilon$ に置き換えた

$$P_s = \frac{P_0 k_s^4 \sin^2 \chi}{(4\pi r_s)^2} I \quad (3.100)$$

$$I = \left| \int_{\mathbf{r}_0} \frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r}_0)}{\varepsilon_0} e^{-j\boldsymbol{\kappa} \mathbf{r}_0} d\mathbf{r}_0 \right|^2 \quad (3.101)$$

で与えられる。いま、式 (3.82) ~ (3.84) に対して誘電率の揺らぎの関係を適用すれば、

$$I = \iint \frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r}_0)}{\varepsilon_0} \frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r}_0 + \mathbf{l})}{\varepsilon_0} d\mathbf{r}_0 e^{-j\boldsymbol{\kappa} \mathbf{l}} d\mathbf{l} \quad (3.102)$$

$$C_\varepsilon(\mathbf{l}) = \frac{1}{V} \int \frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r}_0)}{\varepsilon_0} \frac{\delta\varepsilon(\mathbf{r}_0 + \mathbf{l})}{\varepsilon_0} d\mathbf{r}_0 \quad (3.103)$$

$$\phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} C_\varepsilon(\mathbf{l}) e^{-j\boldsymbol{\kappa} \mathbf{l}} d\mathbf{l} \quad (3.104)$$

となる。ここで、 ϕ_ε は誘電率の揺らぎの空間スペクトル密度である。これらの3式から、 I と ϕ_ε は次式で関係付けられる。

$$I = 8\pi^3 V \phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.105)$$

式 (3.105) を式 (3.100) に代入すれば、

$$P_s = \frac{P_0 k_s^4 \pi V \phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})}{2r_s^2} \sin^2 \chi \quad (3.106)$$

が得られる。後方散乱の場合は $\chi = \pi/2$ であるため、式 (3.106) から散乱電力は

$$P_s = \frac{P_0 k_s^4 \pi V \phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})}{2r_s^2} \quad (3.107)$$

となる。式 (3.107), 散乱電力を示す式 (3.27), および後方散乱断面積とレーダー反射率 η の関係を示す式 (3.31) から

$$\sigma = V\eta = 2\pi^2 k_s^4 V \phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.108)$$

が得られる。式 (3.108) から、 η は誘電率の揺らぎの空間スペクトル密度 $\phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})$ と散乱電波の波数 k_s により次式で表される。

$$\eta = 2\pi^2 k_s^4 \phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.109)$$

さて、屈折率 n は式 (2.42) の ε_2 を ε に置き換えれば $n \simeq \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$ であるが、大気中では $n^2 = \varepsilon/\varepsilon_0 \simeq 1$ と近似できる。よって、誘電率の微小変動 $\delta(\varepsilon/\varepsilon_0)$ は

$$\delta(\varepsilon/\varepsilon_0) \simeq 2n\delta n \simeq 2\delta n \quad (3.110)$$

となる。すなわち $(\varepsilon/\varepsilon_0)$ と n が変動するとき、それらの相関関数の振幅比は 4 : 1 になる。したがって

$$\phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) = 4\phi_n(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.111)$$

となる。式 (3.111) を式 (3.109) に代入し、さらに後方散乱では $\kappa = 2k_s$ の関係にあることを用いれば、大気中での屈折率 n の揺らぎの空間スペクトル密度とレーダー反射率 η は

$$\eta = \frac{\pi^2}{2} \kappa^4 \phi_n(\boldsymbol{\kappa}) \quad (3.112)$$

で関係付けられる [Tatarski, 1961; Ottersten, 1969a, c]。次に式 (3.97) を式 (3.112) に代入すれば、レーダー反射率 η と等方性媒質における屈折率の揺らぎによる 3 次元エネルギースペクトル $\Phi(\kappa)$ の関係式として

$$\eta = \frac{\pi}{8} \kappa^2 \Phi(\kappa) \quad (3.113)$$

が得られる。また、式 (3.98) を式 (3.113) に代入すれば、 η と 1 次元スペクトル $S(\kappa)$ の関係を示す

$$\eta = -\frac{\pi}{8} \kappa^3 \frac{\partial S(\kappa)}{\partial \kappa} \quad (3.114)$$

が得られる。

慣性小領域における反射率 中層大気や対流圏において屈折率の揺らぎをもたらしているのは中性大気の自由乱流であり、 $\phi_n(\kappa)$ は波数 κ に依存した乱流のスペクトルによって決定されるとみなされる。このような屈折率の揺らぎが局所的に均質で等方な乱流、いわゆる慣性小領域 (inertial subrange)^{注 19)}内にある乱流によって生じる場合、レーダー電波の半波長、すなわち $\lambda/2$ もまた慣性小領域になければならない。このような領域に生じる乱流の特性を示すスペクトルは、 $p > 0$ として一般に $S(\kappa) \propto \kappa^{-p}$ で近似されるため

$$\frac{\partial S(\kappa)}{\partial \kappa} = -\frac{p}{\kappa} S(\kappa) \quad (3.115)$$

となる。これを式 (3.98) および (3.114) に代入すれば

$$\Phi(\kappa) = pS(\kappa) \quad (3.116)$$

$$\eta = \frac{\pi}{8} p \kappa^2 S(\kappa) \quad (3.117)$$

が得られる。慣性小領域に含まれる乱流の場合は $p = 5/3$ で、 $S(\kappa) \propto \kappa^{-5/3}$ 、 $\Phi(\kappa) \propto \kappa^{-5/3}$ 、 $\phi(\kappa) \propto \kappa^{-11/3}$ となる [Kolmogoroff, 1941; Heisenberg, 1948]。また式 (3.117) から

$$\eta = \left(\frac{5}{3}\right) \left(\frac{\pi}{8}\right) \kappa^2 S(\kappa) \quad (3.118)$$

が得られる。

乱流構造定数 屈折率の揺らぎに関する乱流構造定数 (structure constant for the refractive index) C_n^2 [$\text{m}^{-2/3}$] を

$$\overline{(n(r + \delta r) - n(r))^2} \equiv C_n^2 |\delta r|^2/3 \quad (3.119)$$

で定義する。すなわち C_n^2 は微小距離 δr だけ離れた2点での慣性小領域内の屈折率の揺らぎを示し、大気乱流によって生じる屈折率変動の目安となる。一方、前項で触れたように屈折率の揺らぎのスペクトル $S(\kappa)$ に $-5/3$ 乗則が適用されることから、 $S(\kappa) = C_f \kappa^{-5/3}$ で表される。ここで、係数 C_f は C_n^2 に比例し、 $C_f/C_n^2 \simeq 1/2.4$ [Silverman, 1956] あるいは $\simeq 1/4$ [Ottersten, 1969a] のように

注 19) 慣性小領域の空間スケールと特性の詳細は 7.3.1 項で論じる。

関係付けられる．後者によれば，1次元スペクトル $S(\kappa)$ は乱流構造定数 C_n^2 を用いて以下のように表現できる．

$$S(\kappa) \simeq \frac{1}{4} C_n^2 \kappa^{-5/3} \tag{3.120}$$

式 (3.120) を式 (3.118) に代入し，式 (3.81) の波数 κ と電波の波長 λ の関係を用いれば，大気乱流によるレーダー反射率と波長の関係式として

$$\eta \simeq 0.38 C_n^2 \lambda^{-1/3} \tag{3.121}$$

が導かれる．上式は η がレーダー周波数の 1/3 乗に比例して増大することを示している．式 (3.79) で与えられる A_e および式 (3.121) で求めた η を式 (3.78) に代入すれば，無損失時の大気乱流からの受信電力が得られる．

大気乱流と気象粒子の反射率の比較 C_n^2 は高度，季節などによって変動し，概ね $10^{-12} \sim 10^{-18} \text{ [m}^{-2/3}\text{]}$ の値を取る．一方，前出の式 (3.42) で定義される分布型標的のレーダー反射因子 Z は，降水では $10^0 \sim 10^4 \text{ [mm}^6 \text{m}^{-3}\text{]}$ 程度，霧雲では $10^{-3} \sim 10^{-1} \text{ [mm}^6 \text{m}^{-3}\text{]}$ 程度の値をとることが多い． C_n^2 および Z としてこれら

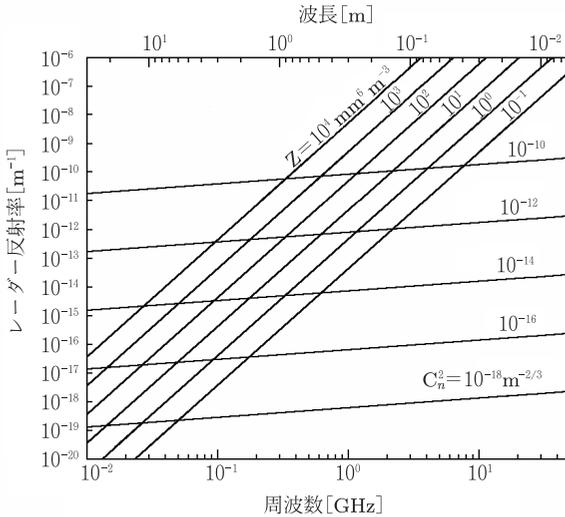


図 3.7 大気乱流と降水粒子のレーダー反射率の比較

の代表的な値を用いて、それぞれ式 (3.121) および (3.67) によって η を計算した結果を図 3.7 に示す。

同図から明らかなように、2~3 GHz 近傍を境にして、これよりも低い周波数では大気乱流の C_n^2 によるレーダー反射率が降水や雲霧によるものよりも大きくなることがある。5 GHz 程度を越える周波数では、一般に降水や雲霧によるレーダー反射率が大気乱流によるものよりも大きくなる。

3.4.3 成層大気からの分反射

分反射に対するレーダー方程式 この場合のレーダー方程式は、乱流によるものとは異なり、鏡面反射を想定したものになる。すなわち、距離 r にある成層からの分反射電力は、距離 $2r$ の位置に有効開口面積 A_e のアンテナを置いた場合の受信電力に相当する。標的の反射係数を $|\rho|^2$ とすれば、損失を無視した場合のレーダー方程式は、式 (3.5) の r および σ をそれぞれ $2r$ および $A_e|\rho|^2$ に置き換えた

$$P_r = \frac{P_t G_t}{4\pi(2r)^2} A_e |\rho|^2 = \frac{P_t A_e^2}{4\lambda^2 r^2} |\rho|^2 \quad (3.122)$$

で表現される [Friend, 1949]。上式から、分反射の受信電力は式 (3.38) および (3.78) で示した分布型標的の場合と同様に r^2 で減衰し、また、式 (3.8) で示した孤立型標的の場合と同様に A_e^2/λ^2 に比例することが分かる。

分反射の反射係数 分反射における反射係数 (分反射係数) $|\rho|^2$ は一般に

$$|\rho|^2 = \frac{1}{4} \left| \int_{-l/2}^{+l/2} \frac{dn}{dz} e^{-j\kappa z} dz \right|^2 \quad (3.123)$$

で与えられる [Wait, 1962; Yeh and Liu, 1972]。ここで l は成層の厚さ、 z は高度、 κ は $\kappa = 4\pi/\lambda$ で与えられる波数である。式 (3.123) は、このような層からの電波の反射強度が、屈折率変動の空間スペクトルの中でレーダー波長の半分のスケールを持つフーリエ成分に依存することを示している。したがって、屈折率勾配 (vertical gradient of refractive index) が鉛直方向に移動せずに、その層の形も変わらないとすれば、レーダーエコーの位相と振幅は、共に時間的に一定となる。すなわちコヒーレントな過程といえる。

式 (3.123) から明らかなように、屈折率の勾配が急になれば反射が大きくなる。また、同じ屈折率勾配に対してはレーダー波長が長いほど反射が大きい [Röttger

et al., 1978]. 反射係数は、屈折率の不連続をもたらす大気層の形状に強く依存している。いま、厚さ l の層全体での屈折率の変化を δn とし、正規化された層の厚さおよび高さをそれぞれ $l^* = l/\lambda$ および $z^* = z/l$ とするとき、式 (3.123) は次のようになる [Wait, 1962; Yeh and Liu, 1972].

$$|\rho|^2 = \frac{|\delta n|^2}{4} \left| \int_{-l^*/2}^{+l^*/2} \frac{d(n/\delta n)}{dz^*} e^{-4\pi j z^*} dz^* \right|^2 \quad (3.124)$$

層の形に関してはいくつかのモデルが考えられている [Gage and Balsley, 1980]. 例えば、層が大きさ δn の段階関数で表されるとき、式 (3.124) は

$$|\rho|^2 = \frac{|\delta n|^2}{4} \quad (3.125)$$

となる。また、屈折率の勾配が一定のときは

$$|\rho|^2 = \frac{|\delta n|^2}{16\pi^2} \left(\frac{\sin 2\pi l^*}{l^*} \right)^2 \quad (3.126)$$

となる [Friend, 1949]. 式 (3.126) の右辺に現れる振動は層の上下端における dn/dz の不連続によって生じる干渉の結果である。

天頂角依存性 現実の大気では、特に下部成層圏で受信電力に天頂角依存性 (aspect sensitivity) があることが知られている [Gage and Green, 1978; Röttger and Liu, 1978; Fukao et al., 1979; Tsuda et al., 1986]. 式 (3.123) はレーダービームが反射層に垂直に入射し受信電力が最大となる場合の反射係数を与えるもので、ビームが天頂から離れるに伴い受信電力は急速に減じる。減率は水平相関距離 h_c が大きくなるほど急しゅんになる。図 3.8 は 50 MHz 帯大気レーダーで観測される受信電力の天頂角依存性を示している [Gage, 1990]. 一般に天頂角依存性は天頂角が数度以内で卓越し、 10° を越えると等方性散乱が中心となる。天頂角数度付近で受信電力が強められる理由として、非等方性散乱が効いているという考え方 [Doviak and Zernić, 1993] と、後述の大気重力波によって反射層が波打つことに起因するとする考え方がある [例えば Tsuda et al., 1997]. なお、天頂角依存性は UHF 帯やマイクロ波帯レーダーでは見られない。

対流圏や成層圏の層構造に対する $|\rho|^2$ の推定は Gage and Green [1978] により試みられている。対流圏界面や前線面のように顕著な不連続面があることが分かっている場合は、分反射を利用して客観的にその面の高度を決定する試みも行

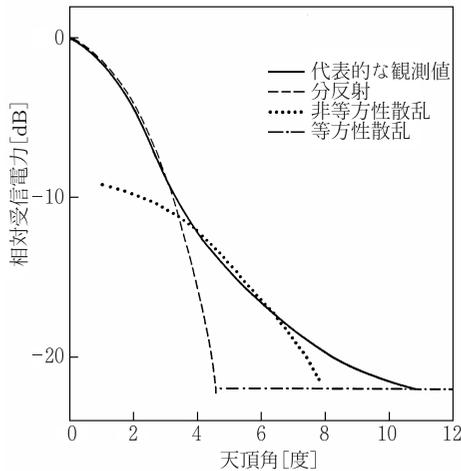


図 3.8 50 MHz 帯受信電力の天頂角依存性モデル. Gage [1990] より改変

われている [Gage and Green, 1979, 1982; Yamamoto et al., 2003]. また, 気球につるした高精度温度センサーを用いて, 分反射を生じさせる大気構造を直接観測する試みも進められている [Luce et al., 2002].

3.4.4 線状標的からの散乱

孤立型標的と分布型標的の中間に位置付けられる大気レーダーの標的の1つに次のものがある. 直径が1 mm, 重量が1 mg程度の小さな流星が $10\sim 70\text{ km s}^{-1}$ という高速で地球大気を貫通するとき, 摩擦熱により高度80~110 kmに作られる線状に電離した流星飛跡 (meteor trail) である [例えば McKinley, 1961].

図 3.9 に示すように, 流星飛跡は直線状でレーダーから十分遠方にあるものとする. また r はレーダーからレーダービームが飛跡に直交する点 P までの距離, r' は同じく飛跡に沿う線素 ds までの距離である. 次式で与えられる範囲内 l_e に連なる電子からの散乱はほぼ同相と見なせることから, 流星飛跡もフレネル反

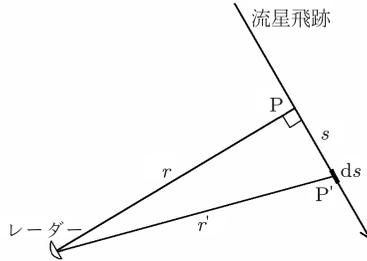


図 3.9 流星飛跡とレーダーの関係

射^{注 20)}の 1 種である.

$$l_e = \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2k(r'-r)} ds \right| \quad (3.127)$$

ここで、 $k = 2\pi/\lambda$ である. 飛跡に沿った P から P' までの距離を s とすると, 近似式 $r' - r \simeq s^2/(2r)$ を用いて, 有効長 l_e は次式で示される.

$$l_e = \sqrt{\frac{r\lambda}{2}} \quad (3.128)$$

ここで, 流星飛跡の線密度を q_e [m^{-1}] とすると l_e 上の電子の数は $l_e q_e$ であり, 受信強度は 1 個の電子の場合の $(l_e q_e)^2$ 倍となる. したがって, 受信電力 P_r は

$$P_r = (l_e q_e)^2 \left(\frac{P_t A_e^2}{4\pi\lambda^2 r^4} \sigma_e \right) = \frac{P_t A_e^2}{8\pi\lambda r^3} \sigma_e q_e^2 \quad (3.129)$$

で与えられる. ここで, σ_e は 1 個の電子の散乱断面積 ($= 9.98 \times 10^{-29} \text{ m}^2$) である. 式 (3.129) から, 線状標的の場合は受信電力は r^{-3} に比例することが分かる. これはちょうど受信電力が r^{-4} に比例する孤立型標的と r^{-2} に比例する分布型標的の場合の中間である.

比較的小さな流星が作る線密度 10^{14} m^{-1} 以下の飛跡からのエコーはアンダーデンスエコー (under-dense echo) と呼ばれ, 背景の風に乗って移動する. したがって, その動きからこの高度域の水平風を推定できる. また, 流星飛跡は拡散により生成後 1 秒間程度で急速に減衰する. この減衰が両極性拡散によるものと

注 20) 本書では, このタイプの散乱が面的に広がりを持つ場で起こるときは分反射, それ以外はフレネル反射と呼んで区別する.

みなして、その拡散係数の大気温度に対する依存性を利用して背景大気の温度を推定することも可能である [Tsutsumi et al., 1994; Hocking et al., 1997]. 流星飛跡からのフレネル反射は強度が比較的強いため、30~60 MHz 帯の流星レーダー (meteor radar) と呼ばれる専用の小規模システムを用いて観測されている.

第4章 ドップラー速度測定の原理

本章では、まずドップラー速度測定の基本原理を示した後、単一のドップラーレーダー (Doppler radar) による風速測定について述べる。次いで複数のドップラーレーダーによる風速測定について、2 台のドップラーレーダーを組み合わせた場合を中心に論じる。

4.1 ドップラー速度測定

4.1.1 ドップラーレーダーの原理

レーダーの送信周波数と受信周波数の差、すなわち周波数偏移を検出すれば、パルス間における受信信号の位相の変化を検出できるため、ドップラー効果を利用して対象標的の動きを推定することができる^{注1)}。

送信波長 λ で動作するレーダーから距離 r にある標的の往復距離を λ で正規化すると $2r/\lambda$ であり、位相では $(2r/\lambda) \times 2\pi = 4\pi r/\lambda$ ラジアンに相当する。したがって、送信信号の初期位相を φ_0 とするとき、受信信号の位相は

$$\varphi = -\frac{4\pi r}{\lambda} + \varphi_0 \quad (4.1)$$

と表される。また、位相の時間変化 (微分) は

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dr}{dt} \quad (4.2)$$

である。この標的がレーダービーム方向 (視線方向) に動いているとき、その速度は $v_d = dr/dt$ である。この v_d をドップラー速度 (Doppler velocity) と呼ぶ。一方、 $d\varphi/dt$ は、ドップラー角周波数 (Doppler angular frequency) ω_d すなわち

注1) この機能を持つのは、コヒーレント (coherent) 処理が可能なレーダー、すなわちコヒーレントレーダーに限られる。コヒーレントレーダーとは、送信信号の位相が安定で送信および受信の各信号の位相情報を扱うことが可能なレーダーである。

$2\pi f_d$ に等しい。ここで、 f_d はドップラー偏移 (Doppler shift) あるいはドップラー周波数 (Doppler frequency) である。これらを式 (4.2) に代入すれば、ドップラーレーダーの基本的な関係式が次のように導かれる。

$$\omega_d = 2\pi f_d = -\frac{4\pi v_d}{\lambda} \tag{4.3}$$

ドップラーレーダーの構成 式 (4.3) に示す物理量を得るドップラーレーダーの基本的な構成を図 4.1 に示す。同図はコヒーレントパルスレーダー (coherent pulse radar) の送受信部に相当する。高い周波数安定度を持つ局部発振器である STALO (stabilized local oscillator) で周波数 f_s の局部発振周波数 (local frequency) 信号が生成される。この信号が、コヒーレント発振器 (coherent oscillator; COHO) で生成される周波数 f_c の中間周波数 (intermediate frequency; IF) 信号と混合され、 $f_0 = f_s + f_c$ の周波数の送信信号^{注2)} としてパルス変調される。ここで、 f_0 はキャリア周波数 (carrier frequency) あるいは高周波 (radio frequency; RF) 信号と呼ばれることが多い。この信号は、トランジスタなどの増幅素子やクライストロン (klystron) などの増幅管で増幅された後、アンテナに送られる。コヒーレント

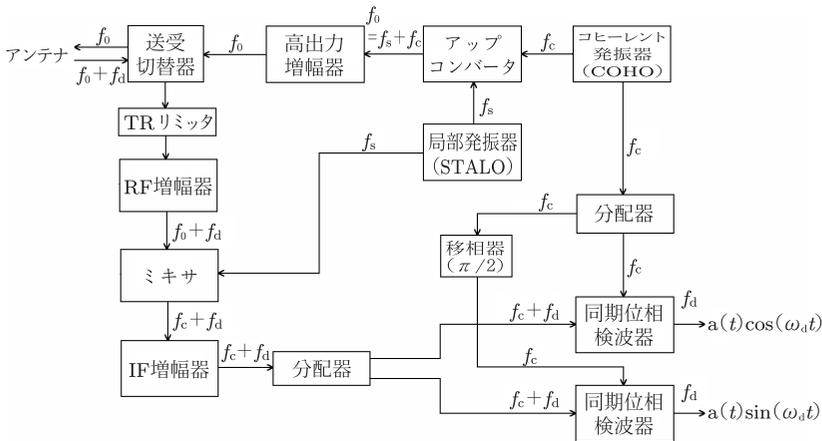


図 4.1 ドップラーレーダーの基本的な機能構成

注2) 一般に $f_c \ll f_s$ である。例えば送信周波数 ($f_0 = f_s + f_c$) が 5 GHz 帯の気象レーダーの場合は f_c は 30 MHz 程度、送信周波数 50 MHz 帯の大気レーダーでは f_c は 5 MHz 程度に設定されることが多い。

パルスレーダーで使用されるこの変調・増幅系は MOPA (master oscillator and power amplifier) と呼ばれる。

移動する標的からの後方散乱信号の受信周波数は、 f_d のドップラーシフトを受けて $f_0 + f_d$ となる。この信号を周波数 f_s の局部発振器出力と混合すると、標的の位相情報を保持した周波数 $f_c + f_d$ の中間周波信号が生成される。さらにこの信号を周波数 f_c のコヒーレント発振器出力と混合し、位相検波^{注3)} することによって、ドップラー周波数が求められる。

$I(t)$ と $Q(t)$ の2つの信号を、それぞれ

$$v(t) = a(t)e^{j\omega_d t} \quad (4.4)$$

で複素表現される受信信号 (複素時系列信号) の実数部および虚数部とすれば、受信機の同期位相検波出力である $I(t)$ (In-phase), $Q(t)$ (Quadrature-phase) は

$$I(t) = a(t) \cos(\omega_d t) \quad (4.5)$$

$$Q(t) = a(t) \sin(\omega_d t) \quad (4.6)$$

で示される。ただし振幅を $a(t)$ とする。 $f_d < 0$ は標的が遠ざかっており、 $Q(t)$ の位相は $I(t)$ の位相に対して $\pi/2$ だけ遅れていることを示す。ドップラー速度で表現する際は、この状態を正の速度とするのが一般的である。一方、 $f_d > 0$ の場合は標的がレーダーに接近しており、 $Q(t)$ の位相は $\pi/2$ だけ進んでいることになる。またドップラー速度は負の値で表現される。

いま、受信信号 $v(t)$ をパルス繰り返し時間ごとにサンプリングした m 番目の複素時系列信号の位相を φ_m 、データ間隔を T_s とすれば、式 (4.2) および (4.3) から

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\varphi_m - \varphi_{m-1}}{T_s} = \omega_d = 2\pi f_d \quad (4.7)$$

$$v_d = -\frac{\lambda f_d}{2} \quad (4.8)$$

が得られる。ここで、 T_s はパルス繰り返し時間 T で決まる時系列信号のサンプル間隔で、通常、 $T = T_s$ である。

注 3) 振幅と共に位相の情報を得る検波方式である。詳細は 5.2.2 項で論じる。

4.1.2 ドップラー速度測定範囲

ナイキスト速度 測定可能な最大周波数は、サンプリング定理 (sampling theorem) により、サンプリングを行う周波数の半分、すなわちデータ間隔の逆数であるパルス繰り返し周波数 (pulse repetition frequency; PRF) f_p の半分になる。したがって、検出可能な最大ドップラー周波数 $f_{d\max}$ は

$$f_{d\max} = \frac{f_p}{2} = \frac{1}{2T_s} \quad (4.9)$$

で与えられる。実際の標的のドップラー周波数 f_d が $f_{d\max}$ を超える場合は、レーダーで測定される周波数に折り返し (周波数エイリアジング; frequency aliasing) が生じ、ドップラー周波数が不確定になる。折り返しを生じない最大速度であるナイキスト速度 (Nyquist velocity) v_N は

$$v_N = \frac{\lambda}{4T_s} \quad (4.10)$$

となる。実際の標的の視線方向速度 v_r がナイキスト速度を超える場合は、図 4.2 に示すように折り返し現象が発生し、レーダーで測定されるドップラー速度 v_d は $-v_N \sim +v_N$ の範囲 (ナイキスト幅) 内の値を取る。 v_r と v_d は

$$v_r = v_d \pm 2Nv_N \quad (4.11)$$

の関係にあり、整数 $N (= 0, 1, 2, \dots)$ はナイキスト数 (Nyquist number) と呼ばれる。

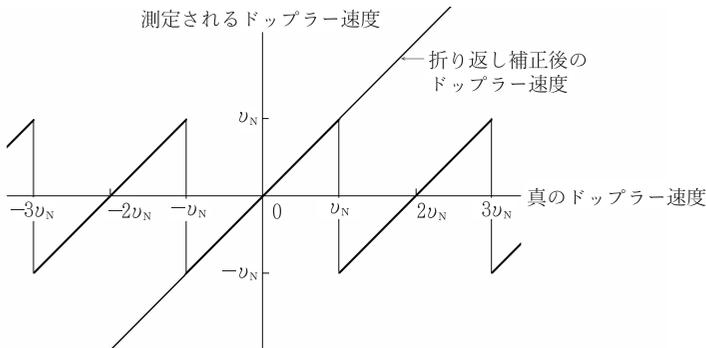


図 4.2 ドップラー速度の折り返し

観測範囲 距離の折り返しなしに観測できる最大距離 r_a は、式 (3.3) から

$$r_a = \frac{cT_s}{2} \quad (4.12)$$

となる。ただし c は光速である。式 (4.10) と (4.12) から、 v_N と r_a は

$$v_N r_a = \frac{c\lambda}{8} \quad (4.13)$$

で関係付けられる。すなわち、一定の周波数のレーダーでは、 v_N と r_a を同時に大きくすることはできず、速度折り返しの発生を極力抑えるため、 r_a を制限するのが一般的である。

4.1.3 ドップラー速度測定範囲の拡大

1 種類の PRF では、式 (4.10) で示されるナイキスト速度で測定範囲が決まるのに対して、複数の PRF を組み合わせてレーダーを運用すれば、速度測定範囲を拡大することができる。いま 2 種類の PRF、すなわち PRF_1 および PRF_2 に対するドップラー速度をそれぞれ v_{d1} および v_{d2} 、その差を Δv 、ナイキスト速度をそれぞれ v_{N1} および v_{N2} 、さらに両者の PRF の比を $n_1 : n_2$ (ただし n_1, n_2 は整数で n_1 と n_2 の最小公倍数は $n_1 \times n_2$) とする。2 種類の PRF を交互に繰り返してサンプリングを行えば、速度折り返しは図 4.3 に示すようになり、 Δv は折り返しの回数に応じて $2v_{N1}/n_1 = 2v_{N2}/n_2$ の整数倍の値をとる。図中の $\Delta v_1 \sim \Delta v_4$ はそれぞれ 2 つの PRF で測定されるドップラー速度差を示す。この速度差

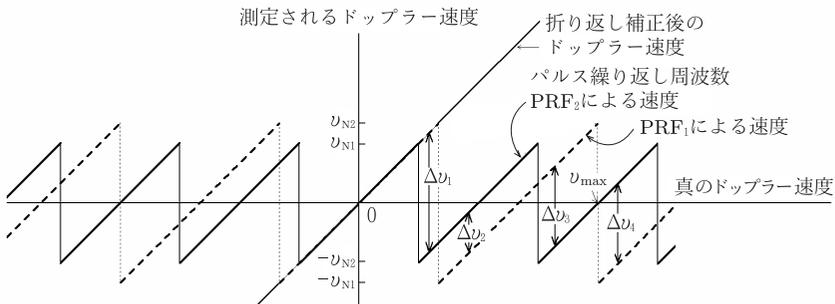


図 4.3 2 種類のパルス繰り返し周波数 (PRF) を交互に繰り返すときのドップラー速度の折り返し

から折り返しの速度範囲を知り、真のドップラー速度を求めることができる。本例では $n_1 : n_2 = 4 : 3$ としているため、 $\Delta v_3 = \Delta v_4$ となり、図中の v_{\max} 以内の速度に対しては折り返し補正が可能である。この場合の推定可能な最大ドップラー速度は

$$v_{\max} = n_2 v_{N1} = n_1 v_{N2} \quad (4.14)$$

となる [例えば石原, 2001a].

4.2 1台のレーダーによるドップラー観測

単一のドップラーレーダーによって得られるドップラー速度は、対象標的の速度ベクトルの視線方向成分である。気象レーダーでは、3次元的なアンテナ走査で全天観測を行うが、厳密に風速の3成分（東西風、南北風、鉛直流）を得るには、一直線上にない3台以上のドップラーレーダーを同期運転して観測を行うことが必要である。一方、1台のドップラーレーダーでも、ドップラー速度の視線方向の変化率や方位方向の変化率に着目すると、気象のさまざまな動きに関する情報を得ることができる。本節では、単一のレーダーを用いて2次元や3次元の風速を推定する手法を示す。

4.2.1 VVP法による線形風速場の観測

単一のドップラーレーダー観測から風速を推定する場合、適当な大きさの3次元空間内で風速が線形に変化するモデルが仮定される。この空間は解析体積 (analysis volume) と呼ばれ、その標準的な大きさは仰角幅 $1 \sim 2^\circ$ 、方位角幅 $30 \sim 40^\circ$ 、および距離幅 $20 \sim 30$ km 程度である。風速の推定精度や、風速の場から推定される発散 (divergence) や変形 (deformation) といった力学量の推定精度は解析体積のサイズと形状、視線方向風速の測定誤差、実際の風の線形性の度合いなどに依存している。以下に述べる VVP (velocity volume processing) 法は、1台のドップラーレーダーで得られる視線方向風速の空間分布から解析体積内の風を直接求める手法である [Waldteufel and Corbin, 1979; Koscielny et al., 1982].

まず、図 4.4 に示す極座標上の測定点 (r, θ_e, ϕ) の風ベクトルに関して、レーダーで観測された視線方向の風速に関する表現を導出する。レーダーを基点に、

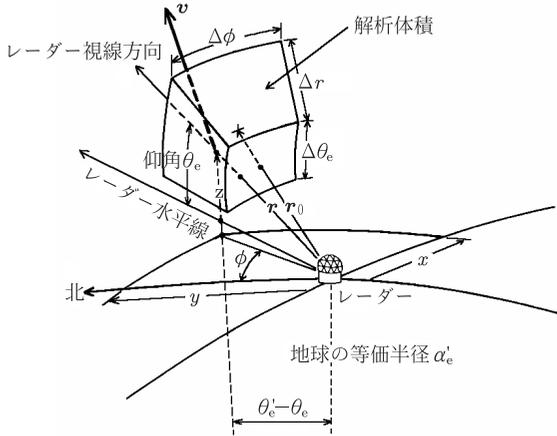


図 4.4 VVP 法による線形風速場の極座標表現. 典型的な解析体積は Δr が 20~30 km, $\Delta\theta_e$ が 1~2°, $\Delta\phi$ が 30~40° 程度である. Doviak and Zrníc [1993] より改変

直交する地球の大円の円弧の距離を x および y とし, y 軸を経線上に取り, 北の方向を正とする. また, 測定点を通過する地球半径のベクトルを鉛直軸とし, z を表面からの高度とする. さらに, 鉛直方向の屈折率の傾きを考慮した地球の等価半径を a'_e とする. 風ベクトル \mathbf{v} の水平成分 u, v はそれぞれ x および y の大円の円弧の接線であり, それぞれ東向きおよび北向きを正としている. \mathbf{v} の鉛直成分 w は z 軸に沿っている.

点 (x, y, z) の風ベクトル \mathbf{v} は, ある特定点^{注 4)} (x_0, y_0, z_0) の風に対して線形のテイラー級数 (Taylor series) によって表現できると仮定する. このとき

$$\mathbf{v}(x, y, z) = \mathbf{v}(x_0, y_0, z_0) + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x}(x - x_0) + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y}(y - y_0) + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}(z - z_0) \quad (4.15)$$

となる. 通常のレーダー観測では $r \ll a'_e$ であるから, 直角座標 (x, y, z) は次の

注 4) 通常は解析体積の中心を指す.

ように極座標 (r, θ_e, ϕ) に変換される.

$$x \simeq r \cos \theta'_e \sin \phi \quad (4.16)$$

$$y \simeq r \cos \theta'_e \cos \phi \quad (4.17)$$

$$z = (a'_e{}^2 + r^2 + 2ra'_e \sin \theta_e)^{1/2} - a'_e \quad (4.18)$$

ここで, θ'_e はレーダーから測定点を見たビーム仰角 θ_e と, 測定点での鉛直方向とレーダー位置での鉛直方向のなす角度の和で

$$\theta'_e = \theta_e + \tan^{-1} \left(\frac{r \cos \theta_e}{a'_e + r \sin \theta_e} \right) \quad (4.19)$$

で与えられる. レーダー視線方向の速度成分 v_r は \mathbf{v} の \mathbf{r} 軸方向成分である. $r \ll a_e$ であるから v_r は

$$v_r = \mathbf{v} \cdot (\mathbf{i}_x \cos \theta'_e \sin \phi + \mathbf{i}_y \cos \theta'_e \cos \phi + \mathbf{i}_z \sin \theta'_e) \quad (4.20)$$

で表現される. ここで, $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y$, および \mathbf{i}_z はそれぞれ x, y , および z 方向の単位ベクトルである. また, 特定点 (x_0, y_0, z_0) の風ベクトル \mathbf{v} の水平成分を u_0 および v_0 とする. このとき, 式 (4.15) の x および y を式 (4.16) ~ (4.18) の極座標を用いて表現し, 式 (4.20) に代入して整理すると

$$\begin{aligned} v_r = & u'_0 \cos \theta'_e \sin \phi \\ & + u_x \cos \theta'_e \sin \phi (r \cos \theta'_e \sin \phi - x_0) \\ & + u_z \cos \theta'_e \sin \phi (z - z_0) \\ & + v'_0 \cos \theta'_e \cos \phi \\ & + v_y \cos \theta'_e \cos \phi (r \cos \theta'_e \cos \phi - y_0) \\ & + v_z \cos \theta'_e \cos \phi (z - z_0) \\ & + (u_y + v_x) \cos \theta'_e \left(r \cos \theta'_e \sin \phi \cos \phi - \frac{x_0 \cos \phi + y_0 \sin \phi}{2} \right) \\ & + w_0 \sin \theta'_e \\ & + w_x \sin \theta'_e (r \cos \theta'_e \sin \phi - x_0) \\ & + w_y \sin \theta'_e (r \cos \theta'_e \cos \phi - y_0) \\ & + w_z \sin \theta'_e (z - z_0) \end{aligned} \quad (4.21)$$

が得られる [Easterbrook, 1974; Doviak and Zrnić, 1993]. ここで, u'_0 および v'_0 を修正風速成分 (modified wind components) と呼び, それぞれ $u'_0 = \{u_0 + \frac{1}{2}y_0(v_x - u_y)\}$ および $v'_0 = \{v_0 - \frac{1}{2}x_0(v_x - u_y)\}$ とする. $u_x, u_y, u_z \dots$ は風速成分の線形増加率で, それぞれ $\partial u/\partial x, \partial u/\partial y, \partial u/\partial z \dots$ を示す. 一般に線形の風の場合は $(u_0, u_x, u_y, u_z, v_0, v_x, v_y, v_z, w_0, w_x, w_y, w_z)$ の 12 個のパラメータで表現される. 式 (4.21) はこれを 11 個の未知数 $u'_0, u_x, u_z, v'_0, v_y, u_y + v_x, w_0, w_x, w_y, w_z$ と位置の関数として与えたもので, 11 個の方程式があれば解が与えられる.

式 (4.21) を扱いやすくするために \mathbf{K}_m を 11×1 の行列として, その転置行列 (行と列を入れ替えた行列) \mathbf{K}_m^T を

$$\mathbf{K}_m^T = (u'_0, u_x, u_z, v'_0, v_y, v_z, u_y + v_x, w_0, w_x, w_y, w_z) \quad (4.22)$$

とする. ここで, 上添字 T は転置演算子を示す. また, r, θ'_e, ϕ に関する変数群を $m = 11$ として 1×11 の行列 \mathbf{P}_m の転置行列 \mathbf{P}_m^T を

$$\mathbf{P}_m^T = \begin{bmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \\ P_4 \\ P_5 \\ P_6 \\ P_7 \\ P_8 \\ P_9 \\ P_{10} \\ P_{11} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta'_e \sin \phi \\ \cos \theta'_e \sin \phi (r \cos \theta'_e \sin \phi - x_0) \\ \cos \theta'_e \sin \phi (z - z_0) \\ \cos \theta'_e \cos \phi \\ \cos \theta'_e \cos \phi (r \cos \theta'_e \cos \phi - y_0) \\ \cos \theta'_e \cos \phi (z - z_0) \\ \cos \theta'_e \left(r \cos \theta'_e \sin \phi \cos \phi - \frac{x_0 \cos \phi + y_0 \sin \phi}{2} \right) \\ \sin \theta'_e \\ \sin \theta'_e (r \cos \theta'_e \sin \phi - x_0) \\ \sin \theta'_e (r \cos \theta'_e \cos \phi - y_0) \\ \sin \theta'_e (z - z_0) \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

で表現する. このとき, レーダー視線方向の速度成分 v_r は

$$v_r = \mathbf{P}_m \mathbf{K}_m \quad (4.24)$$

で与えられる. v_r に関する m 個 ($m = 11$) の方程式から変数を求めることができるが, 実際は次の手順によることが一般的である. すなわち, 通常 1 回の観測で得られるデータ個数 n は m よりも多く, 少なくとも数 100 個のデータを用いることが可能であるため, 最小二乗法 (method of least squares) によって \mathbf{K}_m を得ることができる. いま, 観測で得られた n 個 ($n \gg m$) のレーダー視線方向速度成分 v_r から成

るベクトルを \mathbf{v}_{rn} とし、対応する n 個の $P_{ij}(i = 1, 2, \dots, n; j = 1, 2, \dots, m)$ から成る $n \times m$ 行列を \mathbf{P}_{nm} とすれば、 \mathbf{v}_{rn} は次式で表される。

$$\mathbf{v}_{rn} = \mathbf{P}_{nm} \mathbf{K}_m \quad (4.25)$$

式 (4.25) は観測方程式であり、これに対する \mathbf{K}_m の最小二乗近似解は

$$\mathbf{K}_m = (\mathbf{P}_{nm}^T \mathbf{P}_{nm})^{-1} (\mathbf{P}_{nm}^T \mathbf{v}_{rn}) \quad (4.26)$$

によって算出され、 \mathbf{K}_m の各成分、すなわち $u'_0, u_x, u_z, v'_0, v_y, v_z, u_y + v_x, w_0, w_x, w_y, w_z$ が求められる [Draper and Smith, 1966; Doviak and Zrnić, 1993].

VVP 法では、解析体積内で風が線形に変化すると仮定しているが、実際にはこの内部でも風が複雑に変化している場合がある。また、対象標的のレーダー視線方向の速度成分には、観測に伴う誤差などのさまざまな誤差が内在していることにも留意することが必要である。

4.2.2 VAD 法による水平風の場の観測

レーダー位置を中心とする半径 r の円周上の風の場を考え、地球の湾曲効果を無視すると、 $x_0 = y_0 = 0$ かつ $z = z_0$ で、また $\theta'_e = \theta_e$ から $z_0 = r \sin \theta_e$ になる。さらに、この円周上で w が一定、すなわち $w_x = w_y = 0$ とすると、式 (4.21) より v_r は次のように簡単化できる。

$$\begin{aligned} v_r = & w_0 \sin \theta_e + \frac{1}{2}(u_x + v_y)r \cos^2 \theta_e \\ & + v_0 \cos \theta_e \cos \phi + u_0 \cos \theta_e \sin \phi \\ & + \frac{1}{2}(v_y - u_x)r \cos^2 \theta_e \cos 2\phi + \frac{1}{2}(v_x + u_y)r \cos^2 \theta_e \sin 2\phi \end{aligned} \quad (4.27)$$

r および θ_e は一定であるから、式 (4.27) は方位角 ϕ を $0 \leq \phi \leq 2\pi$ の間で変化させたときのフーリエ級数

$$v_r = \sum_{k=0}^{n-1} C_k e^{jk\phi} \quad (4.28)$$

の第2次項までを表しているとみなせる。ただし C_k は複素フーリエ係数を示す。ここで、図 4.5 に示すように、アンテナを一定仰角で走査することによって円周

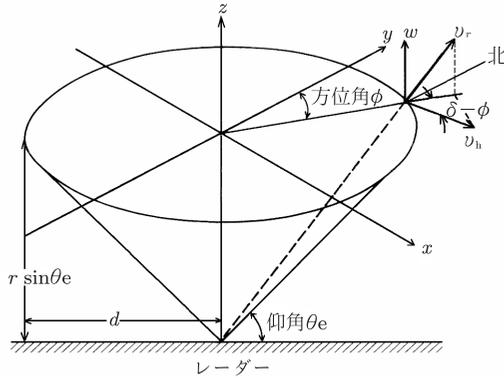


図 4.5 VAD 法による観測の座標表現

内の平均的な風向，風速，発散，変形などを求める手法は VAD (velocity azimuth display) 法と呼ばれる [Browning and Wexler, 1968].

式 (4.27) と式 (4.28) から，水平風の風速，風向，発散 (divergence)，および変形 (deformation) が以下のように求められる [Doviak and Zrníc, 1993]. ただし C_0 , C_1 , および C_2 はフーリエ係数であり，円周に沿って等間隔で得られた v_r の観測値から求めた値を用いるものとする.

水平風速

$$v_h = \frac{2|C_1|}{\cos \theta_e} \tag{4.29}$$

水平風向

$$D = \arg C_1 - \pi \tag{4.30}$$

水平風の発散

$$\text{div } v_h \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{2}{r \cos^2 \theta_e} (C_0 - w_0 \sin \theta_e) \tag{4.31}$$

水平風の変形 伸長による変形 (stretching) および水平シヤーによる変形 (shearing) はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{4}{r \cos^2 \theta_e} \operatorname{Re}[C_2] \quad \text{伸長による変形} \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{4}{r \cos^2 \theta_e} \operatorname{Im}[C_2] \quad \text{水平シヤーによる変形} \quad (4.33)$$

ここで $\operatorname{Re}[*]$ および $\operatorname{Im}[*]$ はそれぞれ * の実数部および虚数部を表す。特に風向、風速が一樣 ($u_x = u_y = 0$) と仮定できる場合は、

$$v_r = w \sin \theta_e + v_h \cos \theta_e \cos(\delta - \phi) \quad (4.34)$$

と表現できる。ここで、 w は v_r の鉛直成分である。水平風速 v_h および δ はそれぞれ

$$v_h = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4.35)$$

$$\delta = \tan^{-1} \frac{v}{u} \quad (4.36)$$

で与えられる。 δ は風向 D と $\delta = D - \pi$ の関係にある。大気レーダーの観測では一般に上記の仮定が成り立つ。この場合の取り扱いについては、7.2.1 項で改めて論じる。

図 4.6 は、さまざまな水平風速および風向分布に対して、単一のドップラーレーダーで得られる仰角 θ_e の走査面におけるドップラー速度のパターンを示す。円周は、高さを H 、距離 $r = H / \sin \theta_e$ における視線方向ドップラー速度を表す [Wood and Brown, 1983]。ドップラー速度の平面パターンは主として風速プロファイルにより決まるが、零速度線の位置は風向プロファイルのみで一意的に定まる。このパターンを利用すると、水平風速の鉛直プロファイルの概要を知ることが可能である。

4.2.3 バイスタティックレーダーによる観測

送信および受信のアンテナを同一場所に置く通常のレーダーはモノスタティックレーダー (monostatic radar) と呼ばれる^{注 5)}。これに対し、送信および受信のアンテナを離して配置する 1 対のレーダーはバイスタティックレーダー (bistatic

注 5) 送信、受信で同一のアンテナを用いるのが一般的である。

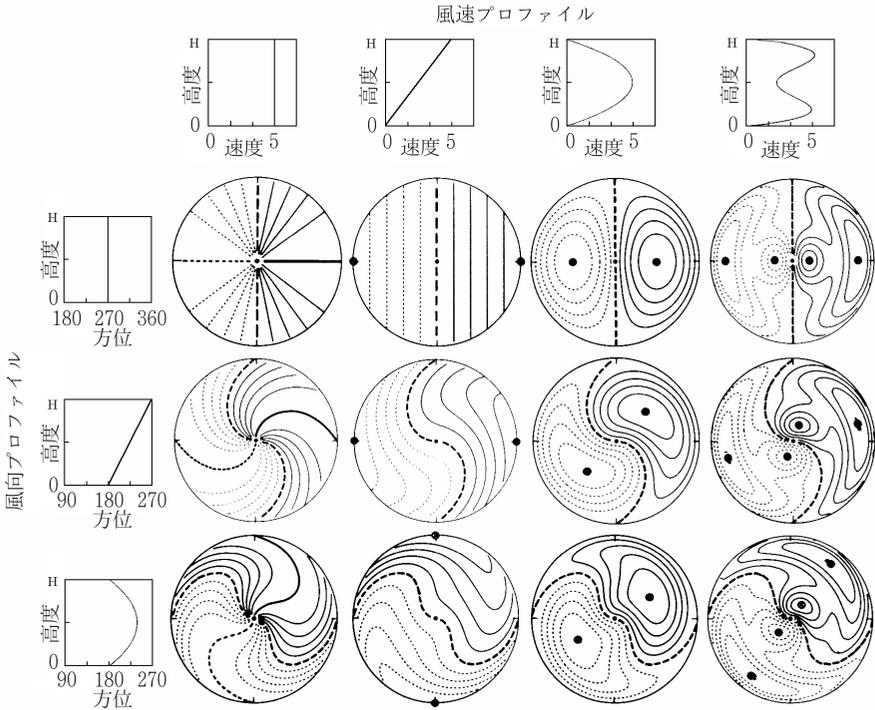


図 4.6 一定仰角のレーダービーム走査面におけるドップラー速度パターン。実線、破線、太破線はそれぞれドップラー速度の正、負、零の等速線を示す。等速線は最大風速の 0.2 倍ごとに引いてある。黒丸は正負の最大風速を示す。ただしレーダーの位置は円の中心とする。Wood and Brown [1983] より改変

radar) と呼ばれる。近年、これを拡張し、送受信を同一アンテナで行う通常的气象レーダーと、一定の距離を隔てて配置された複数の受信機 (バイスタティック受信機) を同期させてドップラー観測を行うバイスタティックレーダーネットワークも開発されている [Wurman et al., 1993]。本書では、通常的气象レーダー (主レーダー) と 1 台以上のバイスタティック受信機 (副レーダー) から成る構成をバイスタティックレーダーと呼ぶこととする^{注 6)}。

注 6) 複数台のバイスタティック受信機を持つ場合はマルチスタティックレーダーとも呼ばれる。

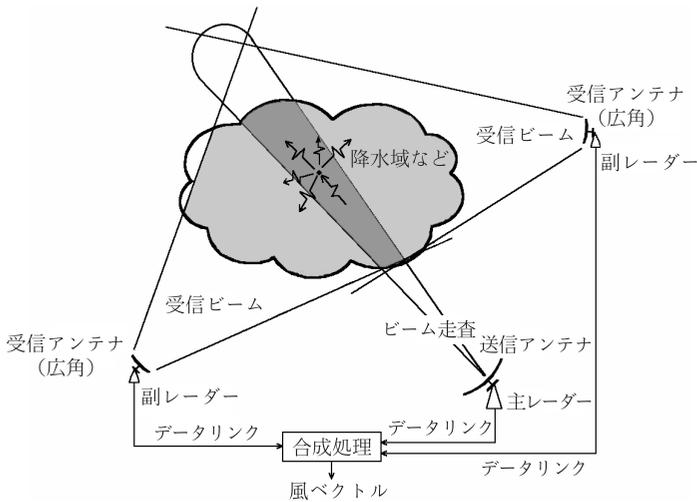


図 4.7 バイスタティックレーダーの基本構成

バイスタティックレーダーの原理と特長 レーダーから発射された送信信号が対象標的に照射されると、レーダー方向の後方散乱のほか、さまざまな方向に側方散乱 (obliquely scatter) が発生する。図 4.7 に示すように、バイスタティックレーダーでは、主レーダーで後方散乱信号を受信し、副レーダーでは対象標的からの側方散乱信号を受信する。一般に副レーダーのアンテナは非走査型で、ビーム幅を広げて広い角度範囲の信号を受信する^{注7)}。

バイスタティックレーダーの利点は、あたかも複数台のレーダーが配置されたようにしてドップラー観測ができることである。すなわち、同一の空間点のドップラー速度を複数の視線方向で同時に観測できる特長がある。また、1つの送信周波数で複数の送信周波数を持つレーダーネットワークと同様のドップラー観測が行えるため、周波数の有効利用としても注目される。一方、複数台のドップラーレーダー (アクティブレーダー) ネットワークに比べると、パッシブレーダーネットワークであるために全体としてみた受信エネルギーは小さくなり、観測システム全体としては通常の複数台のドップラーレーダーに比べて観測範囲が限定され

注7) 捜索レーダーでは、副レーダーのアンテナも主レーダー同様にビーム幅を絞り、受信ビームを送信波に追従して送信エネルギーが存在する方向に走査させる方式 (パルスチェイス方式) などの各種の方式が開発されている。

る。これらの点から、観測対象を比較的強い降雨などに限るならば簡便なドップラーレーダー観測法といえる。

4.3 2 台以上のレーダーによるドップラー観測

複数のドップラーレーダーを一定の距離を離して設置して1つの気象標的を同時に観測すれば、より精度の高い風速の測定が期待できる。3 台以上の同時観測は、運用および事後のデータ解析が煩雑なことから、実際には2 台で実施されることが多い。

観測の開始から終了までの間、観測対象に定常性が維持されていることを前提にして、図 4.8(a) に示すように2 台のドップラーレーダーで別々に同一の3次元空間を観測し、両レーダーで得られた極座標データを直角座標データに変換して風速の3成分 (u, v, w) を得る方式を独立走査方式と呼ぶ [Brandes, 1977; Ray et al., 1980]。この方式はデュアルドップラー (dual-Doppler) 法とも呼ばれ、実観測が容易なことから、我が国でも観測例が多い [例えば Ishihara et al., 1986; Fujiyoshi and Geng, 1995]。一方、同図 (b) に示すように2 台のレーダーで同一平面を同時に観測する方式がある。それぞれのレーダーのアンテナ仰角を方位走査に応じて変化させ、円柱座標の中心軸を含む、傾いた平面を両レーダーで同時に走査し、得られたデータを円柱座標系で解析する方式で、COPLAN 方式と呼ばれる [Lhermitte, 1970; Lhermitte and Miller, 1970]。

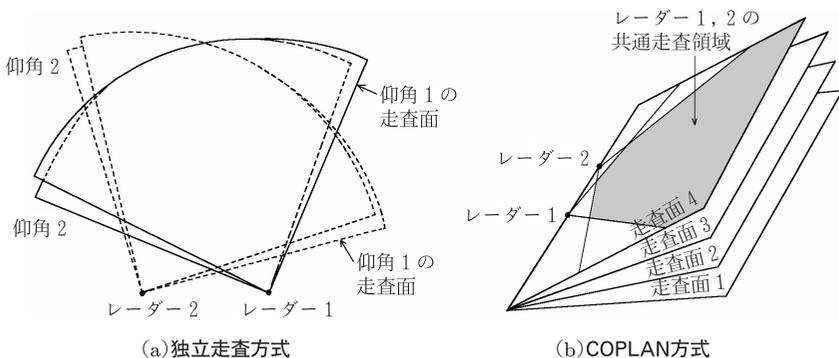


図 4.8 2 台のドップラーレーダーによる同時観測の模式図

4.3.1 独立走査方式

独立して走査する複数のレーダーで得た視線方向のドップラー速度から3次元の風場を推定する方式である。1台のレーダーで直接測定されるのは風速の3成分のうち1成分のみであるため、観測領域の定常性を仮定することのほか、2台のレーダーの場合にはさらに非弾性系の連続の式を用いて3成分を推定する。

空間の点 (x, y, z) の降水粒子を複数のレーダーで観測するとき、点 (x_i, y_i, z_i) に置かれた i 番目のレーダーで観測される点 (x, y, z) のドップラー速度 v_i は、風の3成分のベクトル \mathbf{u} , \mathbf{v} , \mathbf{w} および落下速度成分 w_T を用いて

$$v_i = \frac{1}{r_i} \{ (x - x_i)\mathbf{u} + (y - y_i)\mathbf{v} + (z - z_i)(\mathbf{w} - \mathbf{w}_T) \} \quad (4.37)$$

で表される^{注8)}。ここで、 r_i は座標点 (x, y, z) と i 番目のレーダーの間の距離で

$$r_i^2 = (x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2 \quad (4.38)$$

で与えられる。図4.9に示す2台のレーダーで観測するとき、 $i = 1, 2$ として式(4.37)を \mathbf{u} および \mathbf{v} について解けば、

$$\mathbf{u} = \frac{r_1 Y_2 v_1 - r_2 Y_1 v_2}{D} + \frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{D} (\mathbf{w} - \mathbf{w}_T) \quad (4.39)$$

$$\mathbf{v} = \frac{r_2 X_1 v_2 - r_1 X_2 v_1}{D} + \frac{X_2 Z_1 - X_1 Z_2}{D} (\mathbf{w} - \mathbf{w}_T) \quad (4.40)$$

が得られる。ただし $X_i = x - x_i$, $Y_i = y - y_i$, $Z_i = z - z_i$, $D = X_1 Y_2 - X_2 Y_1$ とする [Armijo, 1969]。

式(4.39)および(4.40)で鉛直成分を示す右辺の第2項を無視すれば、第1次推定値として風速の2成分 (u, v) が得られる。一方、風速の3成分 (u, v, w) を求めるには、 w_T および w を知る必要がある。

w_T に関しては Gunn and Kinzer [1949] 以来、詳細を後出の6.1.1項に示すように、粒径分布の関数、レーダー反射因子と大気密度の関数などの各種の表式が示されている。ここでは、1例としてレーダー反射因子をもとにした経験式として知られる次式を用いる^{注9)} [Atlas et al., 1973]。

注8) 式(4.20)で与えられるレーダー視線方向の速度の直角座標表現である。

注9) 対象標的が雨滴で、 $1 \leq Z \leq 10^5$ [$\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$] 程度の範囲のときは、標準誤差は 1 m s^{-1} 以内である [Joss and Waldvogel, 1970]。氷晶、ひょう、あられなどの場合は標準誤差は数 m s^{-1} に増大する。

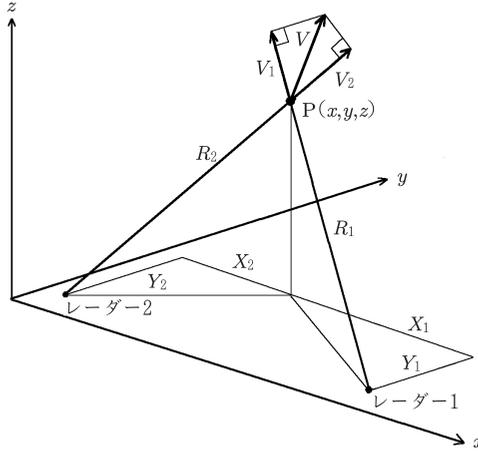


図 4.9 2 台のドップラーレーダーによる独立走査方式の座標系

$$w_T = 2.65Z^{0.1114} \left(\frac{\rho_{a0}}{\rho_a} \right)^{0.4} \quad [\text{m s}^{-1}] \quad (4.41)$$

ただし Z はレーダー反射因子 [$\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$] である。また、 ρ_{a0} および ρ_a はそれぞれ地表およびドップラー速度を測定する高度における大気密度である。

さて、風速の 3 成分 (u, v, w) を得るためには、式 (4.39) および (4.40) のほかに、さらにもう 1 つ式が必要である。これには、通常の降水雲を対象にする場合は、非弾性系の連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{w}{\rho_a} \frac{\partial \rho_a}{\partial z} \quad (4.42)$$

が用いられる [Ogura and Phillips, 1962]. 式 (4.42) は

$$\frac{\partial(\rho_a w)}{\partial z} = -\rho_a \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (4.43)$$

と変形できるため、高度 z_n での鉛直風速 w は

$$w = \frac{\rho_{a1}}{\rho_{an}} w_1 - \frac{1}{\rho_{an}} \int_{z_1}^{z_n} \rho_a \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz \quad (4.44)$$

で示される。ただし ρ_{a_n} は z_n における大気密度であり、 w_1 は積分を開始する高度 z_1 における w の境界条件である。未知数 u , v , および w に対して与えられた式 (4.39), (4.40), および (4.44) からこれらの解を求めるには以下のような緩和法が用いられる。まず、 z_1 の高度で w の境界条件を与え、式 (4.39) および (4.40) によって高度 z_1 における u , v を求める。次いで、この u , v を用いて式 (4.44) によって次の高度における仮の w を得て、この w をもとに同高度での u , v を求める。さらに、この u , v を用いて再度 w を計算し、先に求めた仮の w との差 δw を得る。これを繰り返し、 $|\delta w|$ が規定値以下になれば、解が収束したものとみなして次の高度の計算を行う。以上の処理を対象領域で実施し、 u , v , および w の3次元分布を求める [石原, 2001b]。この処理では、3次元走査の期間中は対象領域の定常性が維持されることを前提にしている。1回の3次元走査に要する時間は、方位角幅と仰角数で決まる。一方位の観測に要する時間は通常 10~20 s 程度、また仰角数も 10~20 程度が選ばれることが多い。このとき、3次元走査に 100~400 s 程度を要するが、対象の定常性との兼ね合いでこれらの時間および仰角数を設定することが必要である。

4.3.2 COPLAN 方式

独立走査方式では、独立した観測による2つのレーダー視線方向のドップラー速度から式 (4.39), (4.40), および連続の式 (4.44) によって風の3成分 (u , v , w) を求めるため、観測開始から終了までの間に観測対象が定常であることを仮定した。これに対して、COPLAN 方式では風の3成分のうち2成分までを直接求めることができる。

図 4.10 の円柱座標において、2台のレーダー 1 および 2 を基線 (x 軸) 上で座標原点からそれぞれ距離 $-d$, $+d$ に配置し、この軸を1辺として観測点を含む平面を2台のレーダーで同時に走査する。レーダー軸を含む地表面と走査面が成す角を α 、レーダー i からみた観測点の仰角を θ_{ei} 、基線に直角な方向からの方位角を ϕ_i とするとき、各レーダーのアンテナ走査は

$$\tan \alpha = \frac{\tan \theta_{e1}}{\cos \phi_1} = \frac{\tan \theta_{e2}}{\cos \phi_2} \quad (4.45)$$

の関係を満たすように制御される [Lhermitte and Miller, 1970]。観測点の x 座標を s として、同図の走査平面上の観測点 (s , r , α) における風ベクトルを、基線に平行な成分 Γ 、基線と直交する成分 Ψ 、および走査面に垂直な成分 Φ で表すと

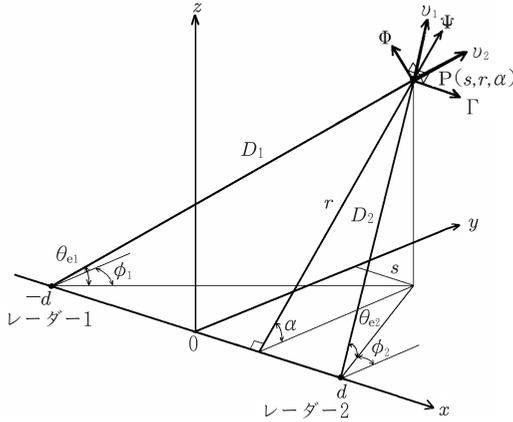


図 4.10 COPLAN 方式の円柱座標系

き、これらの 3 成分は、直角座標系の 3 成分 u, v, w と

$$\Gamma = u \tag{4.46}$$

$$\Psi = v \cos \alpha + w \sin \alpha \tag{4.47}$$

$$\Phi = -v \sin \alpha + w \cos \alpha \tag{4.48}$$

の関係にある [Ray et al., 1975; Testud, 1982]. COPLAN 方式の解析は Γ, Ψ , および Φ をレーダーで得られる視線方向ドップラー速度などを用いて表現することであるといえる. まず, 式 (4.39) において $Y_1 = Y_2$ かつ $Z_1 = Z_2$ から

$$u = \frac{r_1 v_1 - r_2 v_2}{X_1 - X_2} \tag{4.49}$$

となる. また, $X_1 = s + d, X_2 = s - d$ から, $X_1 - X_2 = 2d$ である. したがって, 式 (4.46) および (4.49) から

$$\Gamma = \frac{r_1 v_1 - r_2 v_2}{2d} \tag{4.50}$$

が得られる. 同様に, 式 (4.40) は

$$v = \frac{1}{2dY_1} \{r_2 v_2 (s + d) - r_1 v_1 (s - d) - 2dZ_1 (w - w_T)\} \tag{4.51}$$

となる. 式 (4.51) を式 (4.47) に代入すれば

$$\Psi = \frac{\cos \alpha}{2dY_1} \{r_2 v_2 (s + d) - r_1 v_1 (s - d) - 2dZ_1 (w - w_T)\} + w \sin \alpha \tag{4.52}$$

となる．さらに， $Y_1 = r \cos \alpha$ ， $Z_1 = r \sin \alpha$ の関係を用いれば，式 (4.52) から

$$\Psi = \frac{r_2 v_2 (s + d) - r_1 v_1 (s - d)}{2rd} + w_T \sin \alpha \quad (4.53)$$

が得られる．

一方，走査面に垂直な成分 Φ は，独立走査方式と同様に連続の式から求められる．円柱座標系における非弾性系の連続の式は

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho_a \Gamma) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_a \Psi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha}(\rho_a \Phi) = 0 \quad (4.54)$$

で与えられる．式 (4.54) を α について積分すれば，

$$\Phi = -\frac{r}{\rho_a} \int_0^\alpha \left\{ \frac{\partial}{\partial s}(\rho_a \Gamma) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_a \Psi) \right\} d\alpha \quad (4.55)$$

が得られる [Ray et al., 1975; Testud, 1982].

ここで，式 (4.50) および (4.53) は， Γ および Ψ が走査面のドップラー速度成分と測定点の位置情報のみで直接求められることを示している．すなわち， Γ および Ψ の算出には，1つの走査面のみの観測時間内で，観測対象が定常であれば良いことが分かる．独立走査方式の場合の3次元走査に要する時間に比べて，これに要する時間は1桁以上小さい^{注 10)}．COPLAN方式はアンテナ走査の制御が複雑であるが，実際の観測対象に対しては，独立走査方式に比べ，より実態に適合した手法といえる．

4.3.3 2台のレーダーの配置

2台のレーダーを用いてドップラー観測を行う場合のレーダー配置は，算出される風の誤差の許容範囲によって定まる． x 軸および y 軸方向で算出される風速成分 u および v の誤差分散をそれぞれ ϵ_u^2 ， ϵ_v^2 ，それぞれのレーダーに固有のドップラー速度の誤差分散を ϵ_1^2 および ϵ_2^2 ，2台のレーダーのビーム交差角を β とするとき，

$$\frac{\epsilon_u^2 + \epsilon_v^2}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} = \csc^2 \beta \quad (4.56)$$

注 10) 所要時間は独立走査方式の3次元走査で行われる仰角走査数のほぼ逆数に相当する比率で短縮される．通常 10 s 程度である．

の関係が成り立つ [Lhermitte and Miller, 1970; Davies-Jones, 1979]. 図 4.11 (a) において, 誤差分散の和 $\epsilon_u^2 + \epsilon_v^2$ が一定となる領域は 2 台のレーダーを円周上に置く 2 つの円弧の上にある. また, この値が一定値以下になるのは, 2 台のレーダーのビーム交差角が β と $\pi - \beta$ となる 2 つの円弧に囲まれた陰影部の領域である. $\epsilon_u^2 + \epsilon_v^2$ が最小になるのは 2 台のレーダーを結ぶ基線を直径とする円の円周上で, その内側, 外側ともに誤差分散の和は増大する. したがって, 2 台のレーダーの間隔を観測対象の水平スケールと同程度にすることが望ましいといえる [石原, 2001b]. 一方, レーダーからの距離およびアンテナのビーム幅をそれぞれ R および θ [rad] とするとき, 距離に依存する分解能^{注 11)} は $R\theta$ となる. 図 4.11(b) の陰影部は 2 台のレーダーからの距離が共に R 以下, すなわち分解能が $R\theta$ 以下になる領域を示す. 距離の増加に伴い分解能が低下するため, 2 台のレーダーの間隔を広げることは風の鉛直シャーなどによりドップラー速度の誤差分散の増大

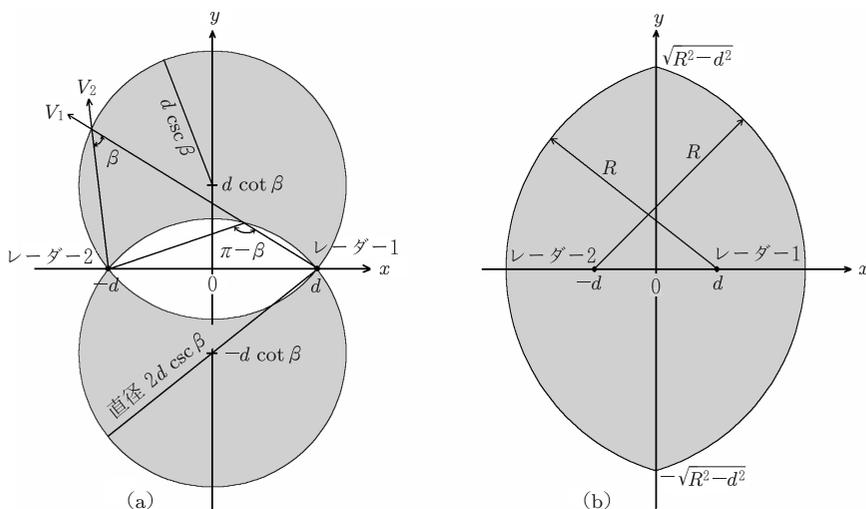


図 4.11 d および $-d$ の各点に位置する 2 台のドップラーレーダーによる観測において (a) 水平風の誤差分散が一定値以下になる領域と (b) 2 台のレーダーからの距離が一定値 R 以下となる領域. Davies-Jones [1979] より改変

注 11) 方位および高度分解能. ただし高度分解能は散乱体積の大きさで定まるため, 低仰角でほぼ水平に走査する気象レーダーの場合はアンテナのビーム幅により, 天頂付近を走査する大気レーダーの場合はパルス長により定まる.

につながる。実際には、許容される誤差分散と分解能から決まる同図 (a) および (b) の共通領域が、2 台のドップラーレーダーによる有効な観測域となる。より定量的な評価は例えば Davies-Jones [1979] に詳しい。なお、以上は 2 台のレーダーのビーム幅が同一であるとして配置を論じたが、ビーム幅が異なる場合も同様の考えを拡張することができる。

1 回の 3 次元観測にかかる時間は、観測対象の時間変化の大きさを勘案して定める。また、鉛直流の誤差分散は走査面の仰角間隔が小さいほど減少することから、1 回の 3 次元観測の中での仰角数を極力多く設定することが望ましい [石原, 2001b]。

4.3.4 3 台以上のレーダーによる風観測

2 台のレーダーによる風観測では、各レーダーの視線方向ドップラー速度をもとに、式 (4.39), (4.40) および連続の式 (4.44) から風の 3 成分 (u, v, w) を求めた。3 台のレーダーを用いる観測では、それぞれのレーダーで得た 3 つの視線方向のドップラー速度から、連続の式を用いることなく風の 3 成分を直接求めることができる。このとき、1 つの観測点で式 (4.37) に対応する 3 つの式ができるため、これらの係数による行列の逆行列を計算すれば一意的に (u, v, w) が得られる。なお、4 台以上のレーダーを用いる場合は、変数よりも関係式の数が多いため、解は最小二乗法によって得ることができる。後出の 7.2.1 項では、大気レーダーの多ビーム観測によって風速 3 成分を求める手法を示す。そこで用いられる解法は、上述のプロセスにおける複数レーダーの単一ビーム観測を 1 台の大気レーダーによる多ビーム観測に置き換えたものと位置付けられる。

第5章 レーダー受信信号と信号処理

アンテナで受信した標的からの散乱信号は、導波管や同軸ケーブルなどの給電経路を通して受信機に入力される。受信機では受信信号と雑音を弁別し、所望の信号を得るための各種処理が行われる。近年、アナログ信号の受信信号を早い段階でデジタル信号に変換し、各種のフィルター操作による受信信号弁別をデジタル処理によって行うことが多くなっている。本章では、レーダー信号の特質、受信方式、および離散化した信号の処理手法について述べる。

5.1 受信機感度

一般に気象レーダーの対象となる雨滴などの標的からの受信電力は、受信機の雑音に比べて大きな値を取ることが多い。一方、大気レーダーが対象とする大気標的からの受信電力は、雑音電力よりもはるかに小さい場合がある。この場合も、大気標的からの受信信号の周波数帯域は雑音の周波数帯域に比べて狭く、また受信信号の相関時間が雑音の相関時間に比べて十分長いことから、信号処理によって雑音よりも小さな受信信号の中から所望の情報を抽出する処理が実用化されている。

5.1.1 雑音電力

本項では、地形反射信号(グラウンドクラッター; ground clutter)などの不要信号は別手段によって除去あるいは抑圧される^{注1)}ものとして、外来雑音および受信機内部の熱雑音に起因する電力の特質を述べる。レーダーの雑音には受信機内部で発生する雑音のほか、太陽、銀河、大気中、地表面などで発生する外来雑音、アンテナで発生する雑音、アンテナと受信機との伝送路で発生する雑音などがある。図

注1) 不要信号の除去・抑圧については8.4.2項で論じる。

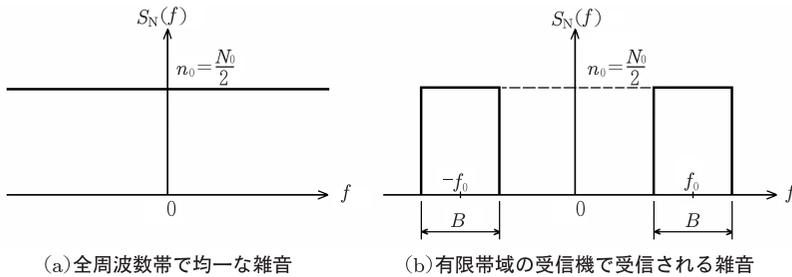


図 5.1 雑音のパワースペクトル

5.1(a) に示すように全周波数にわたって雑音のパワースペクトル (power spectral density) ^{注2)} が均一の場合, これを白色雑音 (white noise) と呼ぶ. レーダー受信機雑音は白色雑音とみなされ^{注3)}, そのパワースペクトル $S_N(f)$ [W Hz^{-1}] は, 雑音源の温度 (雑音温度; noise temperature) を T [K] とするとき,

$$S_N(f) = n_0 = \frac{N_0}{2} = \frac{kT}{2} \quad \text{ただし } -\infty < f < \infty \quad (5.1)$$

と表される. ここで, $n_0 = N_0/2$ は雑音のパワースペクトルを示す^{注4)}. また, k はボルツマン定数 (Boltzmann's constant, 1.38×10^{-23} [J K^{-1}]) である. 図 5.1(b) のように, この雑音を周波数帯域幅 (バンド幅) B の受信機で受信するとき, 受信機に対する外部からの入力電力, すなわち雑音電力 N [W] は

$$N = n_0 \times 2B = kTB \quad (5.2)$$

となる. 雑音電力を考える場合は, 受信機前段に位置する低雑音増幅器 (low noise amplifier; LNA) や後出の整合フィルターなどを含む, 中間周波数信号に変換される前の段階を基準点とすることが一般的である. B はこの基準点での帯域幅とする. B の最適値は後に論じる整合フィルターの帯域幅であるが, 実際には送信パルス幅の逆数 (例えばパルス幅 $1 \mu\text{s}$ に対しては 1 MHz) に近い値に設定される

注2) パワースペクトルの数学的な説明は 5.4.3 項で述べる.

注3) このような雑音は無限大の電力を持つことになり, 実際には存在しない概念であるが, 有限のレーダー受信帯域幅の中では白色とみなすことができる.

注4) 一般に雑音のパワースペクトルは正の周波数に対して定義されるのに対して, スペクトル解析では正負の周波数を扱うことから, 係数 $1/2$ を付加している. 正の周波数のみで定義するときは $S_N(f) = N_0 = kT$ (ただし $0 < f < \infty$) で表される.

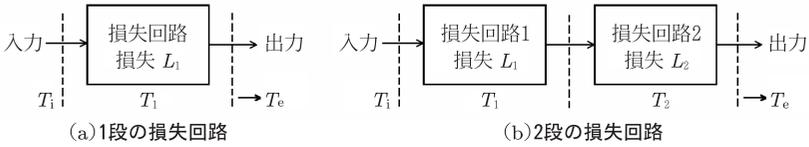


図 5.2 損失を持つ系の雑音温度

ことが多い注 5)。

損失を持つ系の雑音電力 図 5.2(a) のように損失 $L(L \geq 1)$ 、例えば 2 dB の損失を持つ系では $L \simeq 1.58$) を持つ雑音温度 T_1 の系の出力側では

$$N_{L1} = kT_1 \left(1 - \frac{1}{L_1}\right) B \quad (5.3)$$

与えられる雑音電力が発生する [Dicke, 1946]。また、系全体の雑音電力は、入力される雑音電力がこの系を通して出力される成分と、この系で発生する成分の合計となる。したがって、入力信号の雑音温度を T_i とするとき、この系の等価雑音温度 T_e は

$$T_e = T_i \frac{1}{L_1} + T_1 \left(1 - \frac{1}{L_1}\right) \quad (5.4)$$

となる。同様に 2 段の損失回路が図 5.2(b) のように従属接続される場合は

$$T_e = T_i \frac{1}{L_1 L_2} + T_1 \frac{1}{L_2} \left(1 - \frac{1}{L_1}\right) + T_2 \left(1 - \frac{1}{L_2}\right) \quad (5.5)$$

で示される。

利得を持つ系の雑音電力 図 5.3(a) において、増幅回路 1 の雑音温度と利得をそれぞれ T_1 および G_1 とする。外部からの入力電力がない場合、その出力雑音電力 P_{nr1} は

$$P_{nr1} = G_1 k T_1 B \quad (5.6)$$

注 5) 実際の受信機のバンド幅に関する議論は 8.3.5 項を参照。

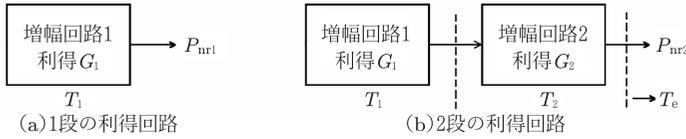


図 5.3 利得を持つ系の雑音温度

である．ここで，増幅回路1で生じる雑音電力による雑音温度 T_1 と周囲温度 $T_0 (= 290 \text{ K})$ の比に対して雑音指数 (noise figure; NF) F_1 を

$$F_1 \equiv 1 + \frac{T_1}{T_0} \quad (5.7)$$

で定義する^{注6)} と，式 (5.6) は

$$P_{nr1} = G_1 k T_0 (F_1 - 1) B \quad (5.8)$$

となる．次に図 5.3(b) に示すように増幅回路1および増幅回路2の従属接続によって構成される系を考える．各回路の雑音温度と利得をそれぞれ T_1, G_1 および T_2, G_2 とするとき，増幅回路2の出力雑音電力 P_{nr2} は，式 (5.6) の雑音電力が利得 G_2 で増幅されたものに増幅回路2の内部で発生する雑音電力が加わり

$$\begin{aligned} P_{nr2} &= G_2 G_1 k T_1 B + G_2 k T_2 B \\ &= G_1 G_2 k B \left(T_1 + \frac{T_2}{G_1} \right) \\ &= G_1 G_2 k B T_0 \left(F_1 - 1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \right) \end{aligned} \quad (5.9)$$

となる．すなわち，従属接続の系の等価雑音温度 T_e は

$$T_e = T_1 + \frac{T_2}{G_1} \quad (5.10)$$

で与えられる．これを n 段の従属接続の場合に一般化すると

$$T_e = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \cdots + \frac{T_n}{G_1 G_2 \cdots G_{n-1}} \quad (5.11)$$

注6) 厳密には，系の入力信号電力および入力雑音電力をそれぞれ P_{si} および P_{ni} ，出力信号電力および出力雑音電力をそれぞれ P_{so} および P_{no} とするとき， $F \equiv \frac{P_{si}/P_{ni}}{P_{so}/P_{no}}$ で定義される．

となる。同様に、系の雑音指数 F は

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \cdots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \cdots G_{n-1}} \quad (5.12)$$

で与えられる。なお、レーダー受信機では、通常初段の利得を十分大きく設定するため、第2段以降の雑音温度や雑音指数はほぼ無視できる。

5.1.2 受信機雑音

前項で述べたとおり、受信機の雑音は、空間からアンテナを通して入力される外来雑音、アンテナで発生するアンテナ雑音、アンテナから受信機までの伝送路で発生する熱雑音、および受信機内部で発生する雑音の合計になる。受信機内部雑音は、電子回路を流れる電流による熱擾乱によるものである。また、受信機入力までの雑音は損失を持つ系で生じるものである。一方、受信機は一般に複数の増幅器が従属接続された形を取るため、これらの増幅器は利得を持つ雑音源となる。

外来雑音 アンテナに入力する主な外来雑音に宇宙背景雑音 (cosmic noise)、空電雑音 (atmospheric noise)、および大気吸収雑音がある。宇宙背景雑音は銀河、銀河系外星雲、電波星などから放射される。したがって、その強度はアンテナを向ける方向に依存し、銀河中心方向で最大、極方向で最小となる。図 5.4 に示す雑音 (輝度) 温度は、外来雑音を同じ電力を生じる等価的な黒体放射と見なして定義したものである [Skolnik, 1990]。宇宙背景雑音は VHF 帯で卓越し、低周波側には数 MHz 帯まで 2.5 乗程度の勾配で増大する。40~50 MHz では平均雑音温度が 10000~15000 K となる [Alvarez et al., 1997; Maeda et al., 1999]。また、周波数が高くなると宇宙背景雑音は急速に減少する。一方、大気吸収雑音は 10 GHz 以上で支配的となる。その強度はアンテナが見る大気層厚に依存するため、天頂方向で最小、水平方向で最大となる。周波数 22 GHz および 60 GHz 付近に見られるピークは、それぞれ大気中の水蒸気および酸素の共鳴吸収によるものである。雷による空電雑音は HF 帯より低周波側で卓越するが、50 MHz 以上ではほとんど問題にならない大きさである。そのほか、太陽雑音も大きな雑音源 (静穏時の雑音温度約 6000 度) であり、太陽面爆発などに伴って雑音電力が数桁増大することもある。しかし太陽雑音は一般に太陽方向近傍以外では問題にならない。同図から明らかなように、1000 MHz 以下の送信周波数を用いる大気レーダーでは宇宙背景雑音が無視できない大きさになる。一方、3~9 GHz 帯の送信周波数で使

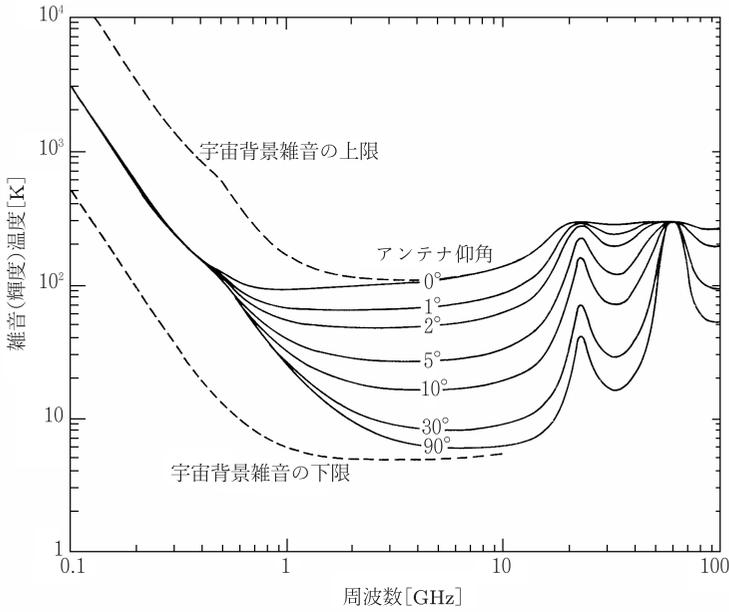


図 5.4 地上に設置された理想的なアンテナの外來雑音の周波数特性. Skolnik [1990] より改変

用される気象レーダーでは，宇宙背景雑音は概ね 100 K 以下になり，後段の受信機で発生する雑音に比べて無視しうる程度である．

実際のアンテナでは，サイドローブ (antenna side lobe) の影響で，地表からの雑音がアンテナ入力雑音に加わる．一方，サイドローブの影響を受ける方向ではアンテナパターンが外來雑音の到来方向から外れることにより雑音が低減する．したがって，地表の雑音温度を T_{ag} ，アンテナの周囲温度を T_0 とするとき，アンテナパターンのうち地上を向くサイドローブからの寄与の割合は T_{ag}/T_0 となり，アンテナ雑音温度 (antenna temperature) T_{ext} は

$$T_{ext} = T_{sky} \left(1 - \frac{T_{ag}}{T_0} \right) + T_{ag} \quad (5.13)$$

で表される．ここで， T_{sky} は図 5.4 で与えられる外來雑音であり，通常， T_0 は 290 K， T_{ag} は 36 K とされる [Skolnik, 1990]．

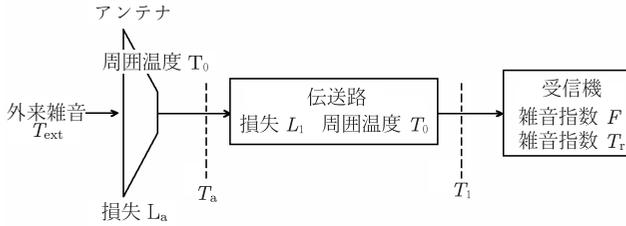


図 5.5 レーダーアンテナから受信機までの雑音発生経路

アンテナ雑音 図 5.5 はレーダーアンテナから受信機までの雑音発生経路を示す。アンテナでは、式 (5.13) で与えられる外来雑音 T_{ext} に加えて、アンテナ自体の損失に起因する熱雑音が新たに発生する。したがって、アンテナ端の雑音温度 T_a はアンテナ損失 L_a を通した外来雑音温度 T_{ext} と周囲温度 T_0 のアンテナにおいて損失 L_a によって新たに生じる雑音温度の和になり、式 (5.4) から

$$T_a = T_{\text{ext}} \frac{1}{L_a} + T_0 \left(1 - \frac{1}{L_a} \right) \quad (5.14)$$

で与えられる。

伝送路および受信機で生じる雑音 アンテナ端から受信機入力までの伝送路の損失により新たに熱雑音が発生する。すなわち、周囲温度 T_0 ^{注 7)}、伝送路損失 L_1 の伝送路出力端の等価雑音温度 T_1 は式 (5.4) から

$$T_1 = T_a \frac{1}{L_1} + T_0 \left(1 - \frac{1}{L_1} \right) \quad (5.15)$$

で示される。一方、周囲温度 T_0 、雑音指数 F の受信機雑音温度 T_r は、式 (5.7) から

$$T_r = T_0(F - 1) \quad (5.16)$$

で与えられる。

アンテナ端で見たシステム雑音 アンテナ端から受信機入力端まで見たとき、伝送路は雑音温度 T_1 と T_r の雑音源が接続された損失 L_1 の系である。したがって、

注 7) アンテナおよび伝送路はそれ自体では発熱しないため、物理的な温度は周囲温度 T_0 に等しい。

アンテナ端で見たシステム雑音温度 T_{sa} は

$$T_{sa} = L_1(T_1 + T_r) \quad (5.17)$$

となる。式 (5.15) および (5.16) を式 (5.17) に代入し、式 (5.14) を用いれば

$$\begin{aligned} T_{sa} &= T_a + T_0(L_1 - 1) + L_1T_0(F - 1) \\ &= T_{\text{ext}}\frac{1}{L_a} + T_0\left(L_1 - \frac{1}{L_a}\right) + L_1T_0(F - 1) \end{aligned} \quad (5.18)$$

と表される。以上から、雑音温度 T_{sa} の雑音源により

$$N_r = kT_{sa}B \quad (5.19)$$

の雑音電力が受信機入力端に加えられたとみなせる^{注8)}。標的からの受信信号電力と雑音電力の比を信号対雑音比 (signal-to-noise ratio; SNR) と呼ぶ。一般に SNR は信号検出の可否と信号の定量的な物理量推定精度に大きな影響を持つパラメータである。

雑音電力の例 図 5.5 の系において、宇宙背景雑音などの外来雑音温度を 10000 K、大気雑音温度を 36 K、アンテナ部の損失を 0.2 dB (1.047)、アンテナから受信機までの損失を 2 dB (1.58)、周囲温度を 290 K、受信機の雑音指数を 4 dB (2.51)、受信機帯域幅を 2 MHz とするとき、アンテナ端の雑音温度 T_a は $1/1.047 \times \{10000(1 - 36/290) + 36\} + 290 \times (1 - 1/1.047) = 8413$ K、システム雑音温度 T_{sa} は $8413 + 290 \times (1.58 - 1) + 1.58 \times 290 \times (2.51 - 1) = 9277$ K となる。また、雑音電力は $1.38 \times 10^{-23} \times 9277 \times 2 \times 10^6$ [W] = 2.56×10^{-13} [W] (= -126 dBW = -96 dBm) となる。

5.2 受信方式

5.2.1 整合フィルター

前節の議論から明らかのように、バンド幅 B を受信信号の周波数成分よりも広くすれば、雑音電力が増大し SNR が劣化する。一方、 B が信号の所要帯域幅

注 8) T_{sa} を用いるとき、アンテナから受信機までの伝送路での受信電力損失は、この中に考慮されている。

よりも狭ければ、雑音は減少するが、同時に信号の持つエネルギーも減少し信号のひずみと情報の欠落が生じる。このため、所望の受信信号が占める帯域と SNR を最適にする帯域を勘案して B を決めることが重要である。この課題に対して最適解を与えるのが、パルスレーダーの受信信号に対して SNR を最大にするフィルターで、整合フィルター (matched filter) と呼ばれる。

整合フィルターの特性 ここで、SNR を最大にする受信機のフィルター特性 (伝達関数) について考える [Nathanson, 1991]。受信機入力信号の時系列パルス波形を $s(t)$ とするとき、 $s(t)$ に含まれる全エネルギー E は

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} s^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} |S_v(f)|^2 df \quad (5.20)$$

である。ただし E は有限とする。 $S_v(f)$ は $s(t)$ のフーリエ変換^{注 9)} で、

$$S_v(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (5.21)$$

で与えられる周波数領域の信号である。

フィルターの伝達関数 (transfer function) を $H(f)$ とすれば、フィルター出力信号 $s_o(t)$ は

$$s_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_v(f) H(f) e^{j2\pi ft} df \quad (5.22)$$

で表される。一方、線形フィルターの出力信号のパワースペクトル^{注 10)} はフィルター入力のパワースペクトルとフィルターの伝達関数の絶対値を自乗した値の積となる。したがって、フィルター出力のパワースペクトル $N(f)$ は、前出の式 (5.1) により雑音のパワースペクトルを n_0 とするとき、

$$N(f) = n_0 |H(f)|^2 \quad (5.23)$$

で示される。また、フィルター出力の雑音電力 N は次式で与えられる。

$$N = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (5.24)$$

注 9) フーリエ変換は 5.4.1 項を参照。

注 10) パワースペクトルは 5.4.2 項で定義する。

レーダー受信機の検波器の最適条件，すなわち SNR を最大にする伝達関数とは，出力点での信号の最大値と雑音電力の比を最大にするものである．いま， $t = t_M$ における SNR は，式 (5.22) および (5.24) から

$$\frac{|s_o(t_M)|^2}{N} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} S_v(f) H(f) e^{j2\pi f t_M} df \right|^2}{n_0 \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df} \quad (5.25)$$

で与えられる．式 (5.25) を最大にする $|H(f)|$ が整合フィルターで，複素関数 $a(x)$ ， $b(x)$ に対してシュワルツの不等式 (Schwarz's inequality)

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} a(x) b(x) dx \right| \leq \int_{-\infty}^{\infty} |a(x)|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} |b(x)|^2 dx \quad (5.26)$$

を応用して次のように導出される．すなわち，式 (5.26) の $a(x)$ および $b(x)$ をそれぞれ $H(f)$ および $S_v(f) e^{j2\pi f t_M}$ に置き換え，式 (5.20)，(5.24)，および (5.25) を用いれば，

$$\frac{|s_o(t_M)|^2}{N} \leq \frac{E}{n_0} \quad (5.27)$$

が得られる．式 (5.26) の等号は $a(x)$ と $b^*(x)$ の比が定数のとき，つまり $H(f)$ が $S_v(f)$ と

$$H(f) = K S_v^*(f) e^{-j2\pi f t_M} \quad (5.28)$$

の関係にあるときに限って成立する．ただし K は任意の利得定数で，上添字 * は複素共役を示す．伝達関数が式 (5.28) の特性を持つフィルターが整合フィルターで，このとき式 (5.27) は

$$\frac{|s_o(t_M)|^2}{N} = \frac{E}{n_0} \quad (5.29)$$

となる．ここで， $|s_o(t_M)|^2$ は信号のピーク電力 (瞬時値)， N は雑音電力である．式 (5.29) から明らかなように，整合フィルター出力のピーク電力/雑音電力は，受信機入力信号のパワースペクトルの無限積分である信号電力と雑音のスペクトル密度のみに依存し，信号波形には依存しない．さて， $H(f)$ の時間領域の表現は，式 (5.28) のフーリエ逆変換^{注 11)} として

$$h(t) = K \int_{-\infty}^{\infty} S_v^*(f) e^{-j2\pi f (t_M - t)} df = K s^*(t_M - t) \quad (5.30)$$

注 11) フーリエ逆変換の詳細はフーリエ変換と同様に 5.4.1 項で述べる．

で示される。式 (5.30) から、整合フィルターのインパルス応答は、入力信号を遅延させ、時間軸を逆転させたものであることが分かる^{注 12)}。

整合フィルター と相関関数 ここでは、式 (5.30) について相関関数 (correlation function) と線形システムのインパルス応答を用いて論じる。ただし、簡単のため $K = 1$ とする。まず、式 (5.20) のような全エネルギーが有限の信号に対して、有限の遅延時間 τ に対する 2 つの信号 $x_1(t)$ および $x_2(t)$ の相互相関関数 (cross-correlation function) $R_{xx}(\tau)$ を

$$R_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(t)x_2^*(t-\tau)dt \quad (5.31)$$

とする^{注 13)}。いま、入力信号 $y_i(t)$ をインパルス応答 $h(t)$ のフィルターに通したときの出力信号 $y_o(t)$ は、線形システムの応答として

$$y_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y_i(\tau)h(t-\tau)d\tau \quad (5.32)$$

で示される。整合フィルターのとときは、式 (5.30) から $h(t) = s^*(t_M - t)$ となるから、式 (5.32) は

$$y_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y_i(\tau)s^*[\tau - (t - t_M)]d\tau \quad (5.33)$$

で表される。式 (5.31) の関係を用いれば、式 (5.33) は

$$y_o(t) = R_{ys}(t - t_M) \quad (5.34)$$

と表される。すなわち、整合フィルターの出力 $y_o(t)$ はフィルター入力信号 $y_i(t)$ と受信機入力パルス波形 $s(t)$ の相互相関関数で与えられることが分かる。また、受信機雑音が無視できる場合は、 $y_o(t)$ は受信機入力パルス波形の自己相関関数 (autocorrelation function) に等しくなる。例えば、パルス幅 t_M の方形波を入力した場合の整合フィルター出力は、底辺の幅が $2t_M$ の三角波として出力される。

注 12) 整合フィルターは、出力の SNR を最大にするが、入力信号波形をそのまま再現して出力するものではない。

注 13) 信号解析ではしばしば式 (5.31) の形の積分を相関関数と呼ぶが、これは式 (5.20) の全エネルギーが有限の信号に対してのみ適用される。通常は相関関数とは後出の 5.4.2 項で述べるものを指すので、両者を混同しないことが必要である。

5.2.2 位相検波

一般に受信信号は連続信号として検波される。検波には、振幅情報のみを求め、包絡線検波と振幅・位相の情報を得る直交位相検波（位相検波）がある。後者は、送信信号の位相情報を受信時まで保存する必要がある、システム構成は複雑になるが、単にエコー強度だけでなく風速の情報を含むパワースペクトルを得ることができる。このため、最近の気象レーダー、大気レーダーではほとんど例外なく図 4.1 に示した同期位相検波器（synchronous detector）を用いた位相検波が行われている。

時刻 t におけるレーダーの RF 受信信号 $x(t)$ は、送信周波数すなわちキャリア周波数（carrier frequency） f_0 、振幅 $a(t)$ 、および位相 $\varphi(t)$ の情報を用いて次式で表される。

$$x(t) = a(t) \cos\{2\pi f_0 t + \varphi(t)\} \quad (5.35)$$

式 (5.35) の実信号 $x(t)$ に対応する複素信号 $s(t)$ は

$$s(t) = a(t)e^{j\{2\pi f_0 t + \varphi(t)\}} \quad (5.36)$$

で表現される。RF 信号 $s(t)$ を周波数変換し、キャリア周波数の項を除けば、4.1.1 項で述べたように

$$v(t) = a(t)e^{j\varphi(t)} \quad (5.37)$$

となる。ここで、 $v(t)$ は $s(t)$ の複素包絡線信号である。また、式 (4.4) の位相 $\omega_d t$ をより一般的に $\varphi(t)$ としている。いま、

$$I(t) = a(t) \cos \varphi(t), \quad Q(t) = a(t) \sin \varphi(t) \quad (5.38)$$

とすれば、式 (5.37) は

$$v(t) = I(t) + jQ(t) \quad (5.39)$$

で示される。図 4.1 に示したドップラーレーダーの基本機能のうち、受信した RF 信号を IF 信号に変換し、同期位相検波により I 、 Q の各チャンネルの信号を得るプロセスを図 5.6 に示す。受信機の同期位相検波器では、バイポーラ受信機の出力として位相が 90° 異なる I 、 Q の 2 種類の信号が得られる。前出の式 (4.5) お

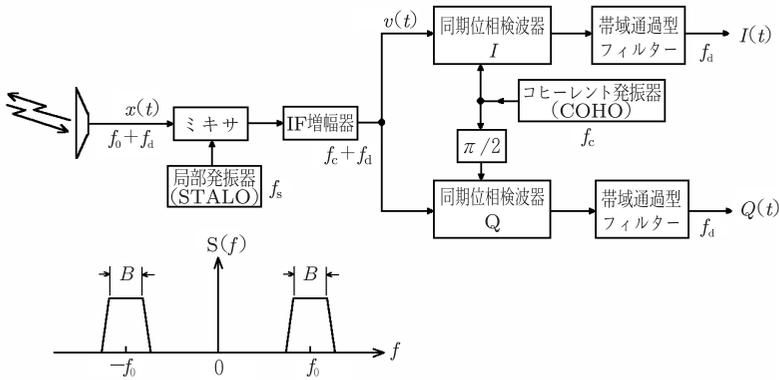


図 5.6 レーダー受信信号の位相検波プロセスと対応する受信信号スペクトル。 f_0 はキャリア周波数で、 $f_0 = f_s + f_c$ とする

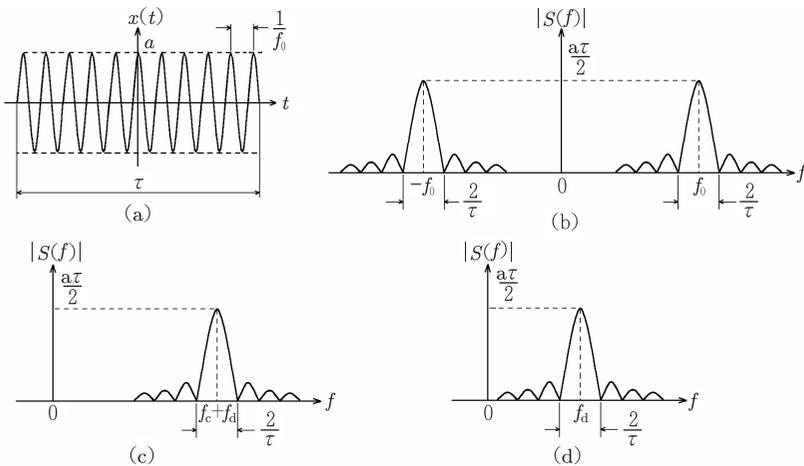


図 5.7 レーダー送受信信号とそのスペクトル。(a) 送信信号波形、(b) 送信信号のスペクトル、(c) ドップラーシフトを受けた受信 IF 信号のスペクトル、(d) 位相検波された後の受信信号スペクトル

よび (4.6) で示される $I(t)$ および $Q(t)$ はこの I, Q 信号に相当し、それぞれ包絡線受信信号の実数部および虚数部の成分を示す。これらを用いて、位相情報を含む包絡線レーダー受信信号が表現できる。

図 5.7(a) はキャリア周波数 f_0 で変調されたパルス幅 τ の送信信号波形、(b) はそのスペクトルである。(c) は $\varphi(t)$ の位相変化 (ドップラー偏移 f_d) を受けた受信信号を IF 信号に変換した正側のスペクトル、(d) は位相検波された後のドップラー偏移を示す。また、図 5.6 下部に示す帯域は図 5.7 の (b) に対応している。

5.3 受信信号の特性

5.3.1 降水粒子および大気からの受信信号

降水粒子のようにレーダーのアンテナビーム幅とパルス幅で決まる散乱体積内に多数の散乱体がランダムに分布している分散型標的では、散乱体の密度が一定であっても散乱体積内での個々の散乱体の位置は常に変化している。このため、レーダー散乱信号はランダムになり、確率論的な信号 (stochastic signal) として扱われる。すなわち 1 つの散乱体からの散乱の位相はほかの散乱体からの散乱波の位相と無関係で、散乱信号の位相は $[-\pi, \pi]$ で一様に分布するとみられる。また、散乱の振幅もランダムに変化する。このため、レーダー信号から意味のある情報を抽出するには、統計的な見方が必須になる [例えば小倉, 1978]。位相検波により式 (5.39) で表現される瞬時値の受信信号を複数個加算して得られる複素信号の例を図 5.8 に示す。

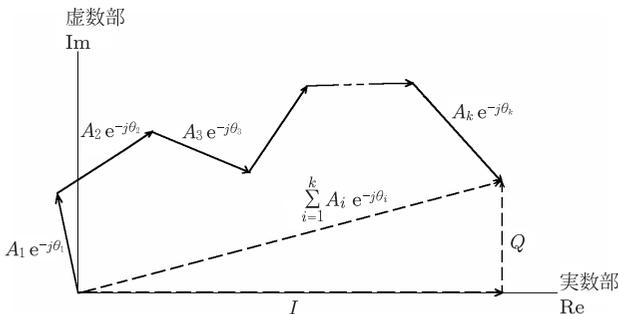


図 5.8 瞬時値の受信信号を複数個加算して得られる複素信号の例

中心極限定理 (CLT; central limit theorem) によれば, 多数の独立したランダムな散乱信号の総和を取ると, バイアスがない場合はその実数部と虚数部は共に平均値がゼロのガウス分布 (Gaussian distribution) ^{注 14)} とみなせる [Papoulis, 1991]. すなわち, 式 (5.39) で与えられるレーダー受信信号は一般に狭帯域のランダム変数であり, 実数部 I および虚数部 Q の成分は次の性質を持つ [例えば Bringi and Chandrasekar, 2001].

1. 同一時刻の実数部および虚数部の成分は統計的には無相関であるが, 異なる時刻の両者の成分には相関があり, 次の関係を満たす. ここで, $\langle * \rangle$ は平均値 ^{注 15)} を示す ^{注 16)}.

$$\langle I(t_1)Q(t_2) \rangle = -\langle I(t_2)Q(t_1) \rangle \quad (5.40)$$

2. 上記において, 同一時刻すなわち $t = t_1 = t_2$ では次式が成り立つ.

$$\langle I(t)Q(t) \rangle = 0 \quad (5.41)$$

3. 実数部および虚数部のそれぞれの平均値は次式を満たす.

$$\langle I(t) \rangle = \langle Q(t) \rangle = 0 \quad (5.42)$$

4. 実数部および虚数部のそれぞれの分散は等しい値 σ_{IQ}^2 を持ち, 次式を満たす.

$$\langle I^2(t) \rangle = \langle Q^2(t) \rangle = \sigma_{IQ}^2 \quad (5.43)$$

5. 実数部および虚数部のそれぞれの相関関数は等しい値を持ち, 次式を満たす.

$$\langle I(t_1)I(t_2) \rangle = \langle Q(t_1)Q(t_2) \rangle \quad (5.44)$$

注 14) 信号 $x[n]$ の平均値を \bar{x} , 標準偏差を σ とするとき, $x[n]$ の確率密度分布 $p(x)$ が

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2} \right]$$

で示される分布をガウス分布または正規分布 (normal distribution) と呼ぶ. 分散は $\sigma^2 = \overline{(x - \bar{x})^2}$ である. 本分布では, x が $\pm 1.0\sigma$, $\pm 2.0\sigma$, $\pm 3.0\sigma$, $\pm 3.333\sigma$ の範囲内に入る確率は, それぞれ 68.2, 95.4, 99.7, 99.9% である.

注 15) アンサンブル (ensemble; 集団) 平均で, 期待値 (expectation, expected value) とも呼ぶ.

注 16) 2 つの確率変数の積を統計的に平均したものを共分散という. 確率的な信号の場合には時間をパラメータに含むので, 共分散関数あるいは相関関数とも呼ぶ. 時間平均による相関関数については 5.4.2 項で定義する.

5.3.2 確率密度分布

レーダー受信信号の実数部 I および虚数部 Q の成分は相互に独立したランダム変数であるから、 I 、 Q の結合した確率密度分布 $p(I, Q)$ は個々の確率分布 $p(I)$ および $p(Q)$ の積で与えられる。 I および Q の振幅は前節で述べたように共にガウス分布になるため、 $p(I, Q)$ は

$$\begin{aligned} p(I, Q) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{IQ}} \exp\left(-\frac{I^2}{2\sigma_{IQ}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{IQ}} \exp\left(-\frac{Q^2}{2\sigma_{IQ}^2}\right) \\ &= \frac{1}{2\pi\sigma_{IQ}^2} \exp\left(-\frac{I^2 + Q^2}{2\sigma_{IQ}^2}\right) \end{aligned} \quad (5.45)$$

で与えられる。ここで、 σ_{IQ}^2 は I および Q の分散である。

振幅と位相の確率密度分布 式 (5.37) および (5.39) の時間 t の表記を省略すると

$$v = ae^{j\varphi} = I + jQ \quad (5.46)$$

となる。ここで、 $a^2 = I^2 + Q^2$ および $dIdQ = adad\varphi$ の関係を用いて式 (5.45) の変数変換を行えば

$$p(a, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{\sigma_{IQ}^2} \exp\left(-\frac{a^2}{2\sigma_{IQ}^2}\right) \quad (5.47)$$

$$= p(a)p(\varphi) \quad (5.48)$$

となる。ここで $p(a)$ および $p(\varphi)$ はそれぞれ振幅および位相の確率密度関数で

$$p(a) = \frac{a}{\sigma_{IQ}^2} \exp\left(-\frac{a^2}{2\sigma_{IQ}^2}\right) \quad \text{ただし } a > 0 \quad (5.49)$$

$$p(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \quad \text{ただし } 0 < \varphi \leq 2\pi \quad (5.50)$$

で示される。振幅 a は図 5.9(a) に示すようにレイリー分布 (Rayleigh distribution) 注 17)、位相 φ は同図 (b) に示すように一様分布 (uniform distribution) になる。

注 17) 確率密度分布が式 (5.49) で表される分布をレイリー分布と呼ぶ。

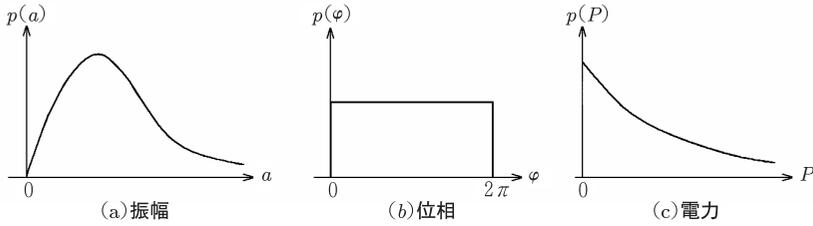


図 5.9 レーダー受信信号の確率密度分布

電力の確率密度分布 電力は $I^2 + Q^2$ に比例するため、電力の確率密度関数 $p(P)$ は

$$p(P) = \frac{1}{2\sigma_{IQ}^2} \exp\left(-\frac{P}{2\sigma_{IQ}^2}\right) \quad (5.51)$$

で示される．ここで信号の平均電力は $\bar{P} = \langle P \rangle = \langle v^2 \rangle = 2\sigma_{IQ}^2$ である．平均電力を用いると、式 (5.51) は

$$p(P) = \frac{1}{\bar{P}} \exp\left(-\frac{P}{\bar{P}}\right) \quad \text{ただし } P > 0 \quad (5.52)$$

となる．電力の確率密度は図 5.9(c) に示すように指数分布になる．

5.4 レーダー信号処理の基礎

レーダー受信信号はランダム変数であるが、多数の受信信号を統計的に処理すれば標的のさまざまな物理的性質を推定することが可能である．主要な処理手法のひとつが受信信号に含まれる周波数成分を求めること、すなわちスペクトル解析 (spectral analysis) を行うことである．相関関数もまた信号の解析によく用いられ、一定時間を隔てた複数信号の時間軸上での関係を求める有効な手段となる [例えば小倉, 1978]．

スペクトル解析の手法として知られるのがフーリエ変換 (Fourier transform) で、時系列信号を周波数軸上の信号に変換する基本手法である．一方、時系列信号の処理手法としてよく知られる自己相関関数は、元の信号に対して、その信号を一定時間シフトしたときに、その信号が元の信号にどの程度類似しているかを示す．また相互相関関数は、2つの類似した信号の時間差を求めるのに有効な手

段である。自己相関関数および相互相関関数の数学的な定義については5.4.2項で論じる。

以下では、フーリエ変換の基本的な性質を示し、次いで離散的な信号に対するフーリエ変換の性質および相関関数、スペクトル解析によって推定される標的の物理量などについて述べる。

5.4.1 フーリエ変換とその性質

フーリエ変換 時系列信号 $v(t)$ とこれに対応する周波数領域信号 $V(f)$ は、フーリエ変換 (Fourier transform) およびフーリエ逆変換 (inverse Fourier transform) によって、次の各式で関係付けられる^{注18)}。

$$V(f) = \int_{-\infty}^{\infty} v(t)e^{-j2\pi ft} dt \quad (5.53)$$

$$v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} V(f)e^{j2\pi ft} df \quad (5.54)$$

$V(f)$ は複素関数になり、 $V(-f) = V^*(f)$ の関係がある。ここで、上添字*は複素共役を示す。さらに、パーセバルの定理 (Parseval's theorem) により

$$\int_{-\infty}^{\infty} |v(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |V(f)|^2 df \quad (5.55)$$

が成り立つ。式(5.55)は時間領域でのエネルギーと周波数領域でのエネルギーが等しいことを示している。

$v(t)$ と $V(f)$ がフーリエ変換対であることを $v(t) \iff V(f)$ で表すとき、フーリエ変換対には次の特質がある。

線形性 $v_1(t) \iff V_1(f)$, $v_2(t) \iff V_2(f)$ で c_1, c_2 を定数とするとき

$$c_1 v_1(t) + c_2 v_2(t) \iff c_1 V_1(f) + c_2 V_2(f) \quad (5.56)$$

となる。例えばレーダー受信信号が所望信号と雑音の和であるとき、受信信号のフーリエ変換は所望信号および雑音をそれぞれ独立してフーリエ変換を行った結果の和になる。

注18) 周波数 f と $\omega = 2\pi f$ の関係にある角周波数 ω を用いる場合には、 $V_\omega(\omega) = V_f(f)/2\pi$ の関係がある。特に断らない限り、以降のフーリエ変換は f で表記する。

時間遷移 時間 t' 遷移後の信号 $v(t-t')$ のフーリエ変換は $V(f)$ と $\exp(-j2\pi ft')$ の積になる。この関係は次式で表される。

$$v(t-t') \iff V(f)e^{-j2\pi ft'} \quad (5.57)$$

周波数遷移 周波数領域の関数 $V(f)$ で周波数が f' だけ遷移した場合、対応する時間軸の関数は原関数と関数 $\exp(j2\pi f't)$ の積になる。すなわち

$$v(t)e^{j2\pi f't} \iff V(f-f') \quad (5.58)$$

である。これは、関数の時間領域における変調は周波数領域ではスペクトルの遷移になることを示している。

線形システムの応答 インパルス^{注 19)} に対する線形システムの応答を $h(t)$ とするとき、任意の入力関数 $x(t)$ に対するシステムの応答 (インパルス応答) $y(t)$ は

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t-\tau)d\tau \quad (5.59)$$

で表される。この積分は畳み込み積分あるいは重畳積分 (convolution integral) と呼ばれ、可換 (commutative) である。すなわち

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau)x(t-\tau)d\tau \quad (5.60)$$

が成り立つ。畳み込みを示す演算子 $*$ を用いれば、式 (5.59) および (5.60) は、次式のように表される。

$$y(t) = x(t) * h(t) = h(t) * x(t) \quad (5.61)$$

また、式 (5.60) の両辺のフーリエ変換より

$$Y(f) = X(f)H(f) \quad (5.62)$$

が得られる。ただし $y(t) \iff Y(f)$, $x(t) \iff X(f)$, および $h(t) \iff H(f)$ とする。 $H(f)$ は線形システムの伝達関数あるいは周波数応答と呼ばれ、単一周波数 f のときの $H(f)$ は入力信号 $x(t) = \exp(-j2\pi ft)$ に対する出力に相当する。

注 19) インパルスについては後出の 5.5.2 項で定義する。

2つの線形システムの出力信号をそれぞれフーリエ変換した結果の積は、2つの信号の重畳積分をフーリエ変換したものに等価である。したがって、 $v_1(t) \iff V_1(f)$ 、 $v_2(t) \iff V_2(f)$ とするとき、

$$v_1(t) * v_2(t) \iff V_1(f)V_2(f) \quad (5.63)$$

が成り立つ。式 (5.63) は、時間領域での畳み込みは周波数領域での積に等価であることを示す。逆もまた成立し、周波数領域での畳み込みは時間領域では積に等価で

$$v_1(t)v_2(t) \iff V_1(f) * V_2(f) \quad (5.64)$$

となる。

5.4.2 線形システムにおける信号の扱い

定常信号の相関関数 無限に続く定常信号や定常雑音信号のように、式 (5.55) のパーセバルの定理における全エネルギーが発散する場合には、式 (5.31) の形の

$$\rho(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} v(t)v^*(t+\tau)dt \quad (5.65)$$

のような積分は発散する。ここで、 τ は時間差 (タイムラグ) である。時間平均としての積分

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v(t)v^*(t+\tau)dt \quad (5.66)$$

が求められる場合に、 $R(\tau)$ を $v(t)$ の (自己) 相関関数と呼ぶ^{注 20)}。特に $\tau = 0$ の場合、

$$R(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T |v(t)|^2 dt \quad (5.67)$$

は (時間平均の) 平均電力を表す。

注 20) 一般調和解析 (Wiener) における相関関数。積分区間を $[-T/2, T/2]$ に取ることもある。式 (5.65) と (5.66) は質的に異なる定義であるので、混同しないよう注意のこと。

$v(t)$ が平均値 0 の定常過程の場合には、式 (5.66) 右辺の積分による時間平均を式 (5.40) と同様なアンサンブル平均に置きかえることができる^{注 21)}。すなわち、

$$R(\tau) = \langle v(t)v^*(t+\tau) \rangle = \langle v(0)v^*(\tau) \rangle \quad (5.68)$$

となる。これは $v(t)$ と $v^*(t+\tau)$ の共分散で、定常性のために t に依存せず、 τ のみの関数である。特に $R(0) = \langle |v(0)|^2 \rangle$ は分散に等しい。

パワースペクトル 複素定常信号 $v(t)$ の相関関数 $R(\tau)$ が $|\tau| \rightarrow \infty$ で十分速く零に近づき、

$$\int_{-\infty}^{\infty} |R(\tau)| d\tau < \infty \quad (5.69)$$

が成り立つとき、

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad \text{ただし } -\infty < f < \infty \quad (5.70)$$

をパワースペクトル (power spectrum) またはスペクトル密度 (spectral density) という。これは周波数 f ($-\infty < f < \infty$) の関数である。その数学的な説明は本項で後述する。 $S(f)$ を用いると、逆に相関関数は

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f)e^{j2\pi f\tau} df \quad (5.71)$$

で表される。つまり相関関数とパワースペクトルは互いにフーリエ変換の関係にある。これはウィーナー・ヒンチンの定理 (Wiener-Khinchine's theorem) と呼ばれる。特に、

$$R(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) df \quad (5.72)$$

の関係が成り立つ。すなわちパワースペクトルの総和は平均電力に等しい。

パワースペクトルとペリオドグラム $v(t)$ を区間 $[0, T]$ で切り出した関数^{注 22)} を

$$v_T(t) = \begin{cases} v(t) & 0 < t < T \\ 0 & \text{上記以外} \end{cases} \quad \text{とき} \quad (5.73)$$

注 21) 信号がこのような性質を持つとき、エルゴード的という。

注 22) 区間 $[-T/2, T/2]$ に取ることも可能

とするとき

$$V_T(f) \equiv \int_0^T v(t)e^{-j2\pi ft} dt \quad \text{ただし } -\infty < f < \infty \quad (5.74)$$

は長さ T のデータ $v_T(t)$ のフーリエ変換，すなわち (複素) 周波数成分である．ここで，

$$S_T(f) \equiv \frac{1}{T}|V_T(f)|^2 \quad (5.75)$$

を定義し、これを長さ T のペリオドグラム (periodogram) と呼ぶ．式 (5.75) は長さ T のデータの周波数成分が持つ電力を表す．図 5.10 にペリオドグラムとパワースペクトルの一例を示す．図中の折れ線がペリオドグラム $S_T(f)$ ，曲線がパワースペクトル $S(f)$ である [小倉, 1998]．データ $v_T(t)$ の持つ情報量が T に比例するため， $S_T(f)$ を周波数 f の関数としてみると，データ長 T が大きいほど激しく振動する．したがって，ペリオドグラム $S_T(f)$ は $T \rightarrow \infty$ でパワースペクトル $S(f)$ には収束しないことに注意が必要である^{注 23)}．

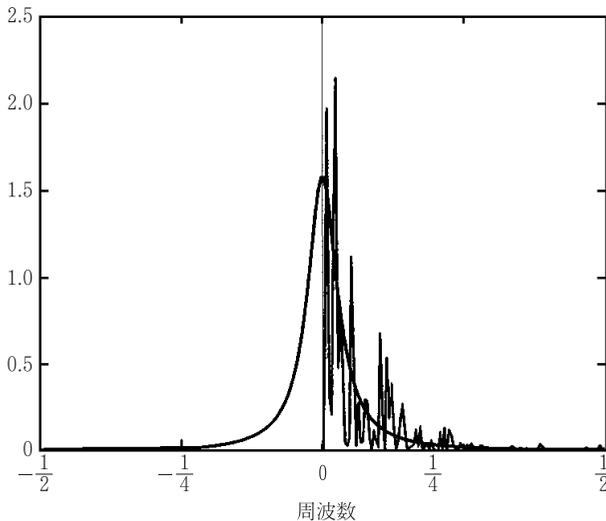


図 5.10 ペリオドグラム (折れ線) とパワースペクトル (曲線) の例．ペリオドグラムは $f > 0$ の領域のみを示す．横軸の周波数は $2\pi fT$ である [小倉, 1998]

注 23) しばしば，誤って ‘収束する’ と書かれることがある．

さて、定常信号の切片 $v_T(t)$ と同様に $V_T(f)$ は確率変数であるから、式 (5.75) の右辺もデータによって変化する確率変数である。この $S_T(f)$ のアンサンブル平均を取った

$$\langle S_T(f) \rangle = \frac{1}{T} \langle |V_T(f)|^2 \rangle \quad (5.76)$$

を平均ペリオドグラムという。定常信号の平均ペリオドグラムは $T \rightarrow \infty$ でパワースペクトル $S(f)$ に収束すること、すなわち

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \langle S_T(f) \rangle = S(f) \quad (5.77)$$

が容易に証明できる。したがって、ペリオドグラムのアンサンブル平均によってパワースペクトルを近似的に求めることができる。データのアンサンブルとして長時間データをいくつかの切片に切斷することがよく行われる。

上でペリオドグラム $S_T(f)$ はパワースペクトル $S(f)$ には収束しないことを述べたが、一方、ペリオドグラム $S_T(f)$ を積分した累積ペリオドグラム

$$F_T(f) = \int_0^f S_T(f') df' \quad (5.78)$$

は $T \rightarrow \infty$ で対応する累積スペクトルに収束すること、すなわち

$$\lim_{T \rightarrow \infty} F_T(f) = \int_0^f S(f') df' \quad (5.79)$$

が数学的に証明されている。これは、極限におけるペリオドグラム $S_T(f)$ の激しい振動が積分により平均化されることを意味している。したがって、長いデータのペリオドグラム $S_T(f)$ は激しく振動するが、これを f について適当な周波数窓による積分平滑化を行うことによってパワースペクトルを近似的に求めることが行われる [小倉, 1978, 1998]。

5.4.3 パワースペクトルモーメントと基本レーダーパラメータ

レーダー受信信号のパワースペクトルの模式的な例を図 5.11 に示す。レーダーで得られる基本的な物理量であるエコー強度 (レーダー反射因子)、平均ドップラー周波数、および周波数幅は、いずれもパワースペクトル $S(f)$ と関係付けられ、パワースペクトルのモーメントから求めることができる。

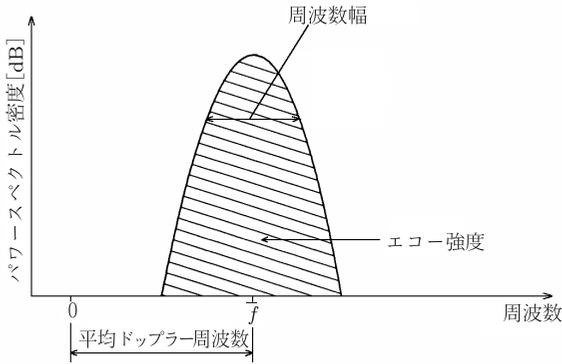


図 5.11 レーダー受信信号の模式的なパワースペクトル

パワースペクトルの k 次モーメント $E(f^k)$ は次式で与えられる.

$$E(f^k) = \int f^k S_n(f) df \quad (5.80)$$

ここで $S_n(f)$ は正規化されたパワースペクトルで、次式で定義される.

$$S_n(f) = \frac{S(f)}{\int_{-\infty}^{\infty} S(f) df} \quad (5.81)$$

エコー強度 分布型標的の各散乱体積からのエコー強度 (受信電力) P_r は、パワースペクトル $S(f)$ の 0 次のモーメントとして

$$P_r = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) df = E(f^0) \quad (5.82)$$

で与えられる. ただし、簡単のため、この段階までに雑音や不要信号は除去されているものとする^{注 24)}.

平均ドップラー周波数 パワースペクトルの周波数偏移の平均値 (平均ドップラー周波数) \bar{f} は、その 1 次のモーメントとして、パワースペクトルを f で重み付けした次式で与えられる.

$$\bar{f} = \int f S_n(f) df = E(f^1) \quad (5.83)$$

注 24) 不要信号の種類や除去手法は 8.4.2 項を参照.

\bar{f} を速度に変換すれば、レーダービーム放射 (視線) 方向の平均ドップラー速度は

$$\bar{v} = -\frac{\lambda \bar{f}}{2} \quad (5.84)$$

で与えられる。 \bar{f} および \bar{v} は、それぞれ 4.1.1 項で論じたドップラー周波数 f_d およびドップラー速度 v_d に相当する。 v_d がナイキスト速度 v_N を越える場合は、パワースペクトル $S(f)$ の標準化間隔が不足し、4.1.2 項で述べたように真の速度に折り返し (aliasing) が生じる。この場合は、式 (5.83) の \bar{f} はバイアスを持つことになる。

周波数幅 平均ドップラー周波数からの分散 σ_f^2 は、その定義から 2 次のモーメントとして

$$\sigma_f^2 = \int (f - \bar{f})^2 S_n(f) df = E(f^2) - E(f)^2 = \overline{f^2} - \bar{f}^2 \quad (5.85)$$

で与えられる。パワースペクトルがガウス分布型関数で示されるとき^{注 25)} は、特に断らない限りその標準偏差を周波数幅 σ_f と呼ぶ。本書では速度を論じることが多いことから、これを視線方向の速度成分の標準偏差、すなわち速度幅 σ_v に置き換えると、式 (5.84) と同様に

$$\sigma_v = \frac{\lambda \sigma_f}{2} = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\overline{f^2} - \bar{f}^2} \quad (5.86)$$

が得られる。

パワースペクトルのモーメントと自己相関関数の関係 自己相関関数 $R(\tau)$ の n 次の導関数はパワースペクトル $S(f)$ を用いて次式で表現される [例えば Sauvageot, 1992; Brangi and Chandrasekar, 2001].

$$\frac{d^n R(\tau)}{d\tau^n} = (j2\pi)^n \int_{-\infty}^{\infty} f^n S(f) e^{j2\pi f \tau} df \quad (5.87)$$

ここで、 τ はタイムラグである。式 (5.80) および (5.87) から、 $\tau = 0$ における $R(\tau)$ の n 次の導関数とパワースペクトルの n 次のモーメントに次の関係があることが分かる。

$$E(f^n) = \frac{1}{(j2\pi)^n R(0)} \frac{d^n R(0)}{d\tau^n} \quad (5.88)$$

注 25) 後出の 5.6.1 項に述べるように、分布型標的による散乱電力のパワースペクトルは概ねガウス分布にしたがう。

式 (5.88) を用いると、式 (5.82) で表されるレーダー受信電力および式 (5.83) で表される平均ドップラー周波数 について、それぞれ次の関係が導かれる。

$$P_r = R(0) \quad (5.89)$$

$$\bar{f} = E(f^1) = \frac{1}{j2\pi R(0)} \frac{dR(0)}{d\tau} \quad (5.90)$$

なお、式 (5.89) は式 (5.72) および (5.82) から明らかである。同様に、2 次のモーメントは次式で与えられる。

$$\overline{f^2} = E(f^2) = \frac{1}{(j2\pi)^2 R(0)} \frac{d^2 R(0)}{d\tau^2} \quad (5.91)$$

したがって、式 (5.85) から求まる周波数幅および式 (5.86) で示される速度幅は、式 (5.90) および (5.91) を用いれば、自己相関関数の関係式として表すことができる。この議論を実際のサンプル信号に適用したドップラー速度および速度幅の算出法 (自己共分散処理) を付録 A に示す。

5.5 レーダー送受信信号と離散信号処理

パルスレーダーでは、パルス状の送信信号を一定の間隔で繰り返し送信するため、一定距離での受信信号は時間軸上で離散化された離散時系列信号となる。本節では、前節の議論を踏まえて、離散信号のスペクトル解析を中心に、実際のレーダー信号処理で用いられる離散的な信号の扱いを論じる。

5.5.1 送信信号の波形と波形列

パルスレーダーの送信波形は、図 5.12 に示すようにパルス繰り返し時間 T のパルス列から成るとみなすことができる。レーダー受信信号に寄与する後方散乱信号は、送信パルス列に対して、対象標までの距離を電波が往復する間の時間遅れの後、受信機で受信される。図中の時間 t_1 は、標的が距離 $ct_1/2$ の位置にあることを示す。1つの送信パルスに対する受信信号を時系列的にサンプリングすることによって、異なる距離 (高度) の対象標的からの情報が得られる。後出の離散信号処理では、これらのサンプリング結果を同図下段に示すようにサンプル間隔 T_s ごとにまとめた時系列信号を用いる。送信波形は理想的には図 5.13(a) に

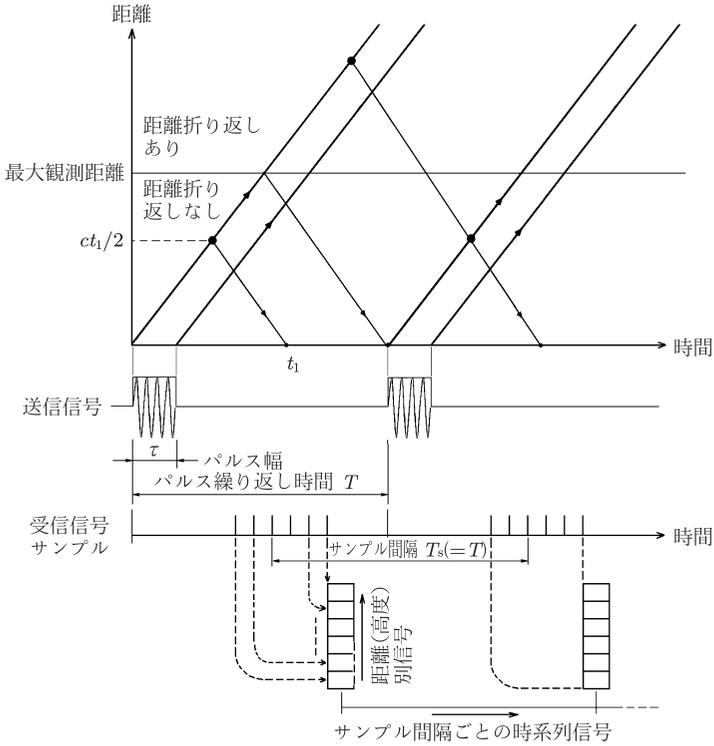


図 5.12 送信信号波形と受信信号サンプル. 時間に関する 1 次元情報を, サンプル間隔 T_s ごとの距離 (高度) と時間に関する 2 次元情報に置き換えている

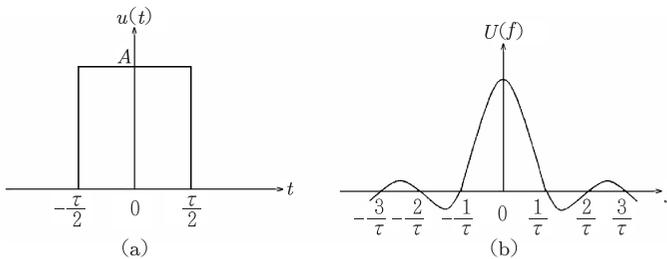


図 5.13 方形パルスの送信波の (a) 時系列波形と (b) 周波数スペクトル

示すようにパルス幅 τ 、振幅 A の方形波とみなすことができる。パルス列は繰り返し時間 T で連続するものであるが、パルスレーダーでは通常 $\tau \ll T$ であるため、送受信波形のスペクトル解析においては、単一パルス $u(t)$ とみなすことができる。このとき

$$\begin{aligned} u(t) &= A & -\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2} \\ &= 0 & |t| > \frac{\tau}{2} \end{aligned} \quad (5.92)$$

に対するフーリエスペクトル $U(f)$ は

$$U(f) = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} u(t)e^{-j2\pi ft} dt = A \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f} \quad (5.93)$$

となり、その波形は図 5.13(b) のようになる^{注 26)}。ここで、 $U(f) = 0$ となる周波数は $f = m/\tau$ ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$) である。実際には、送信波はキャリア周波数 f_0 の正弦波が式 (5.92) の方形波で振幅変調されたものであるから、そのスペクトル $U_t(f)$ は式 (5.93) を用いて

$$U_t(f) = U(f - f_0) = A \frac{\sin\{\pi(f - f_0)\tau\}}{\pi(f - f_0)} \quad (5.94)$$

で示される。その波形は図 5.13(b) を周波数軸上で f_0 だけ正側にシフトしたものになり^{注 27)}、方形パルスのエネルギーは、その大半が送信周波数 f_0 の前後 $1/\tau$ の広がりの中に含まれる^{注 28)}。すなわち、信号のスペクトルは $1/\tau$ 程度以下の周波数成分のものが大半を占める。以上は送信パルスのスペクトルに関する議論であるが、受信信号においても帯域が変化することはない。したがって、サンプリング定理により、 $2/\tau$ 以上の周波数でサンプリングを行えば受信信号の波形を再現できることになる。この値が、受信信号をデジタル化する際のサンプリング間隔を決める目安となる。

対象標的が移動することによって生じるドップラー偏移は、単一の送信パルスに対するサンプリングでは通常見ることはいできない^{注 29)}。ドップラー偏移を知

注 26) 図 5.13(a) および (b) は、それぞれ図 5.7(a) および (d) に対応する。

注 27) 図 5.7(b) の片側に対応する。

注 28) 実際のパルス波形は、立上がりおよび立下がり時間がゼロではないため、スペクトルの高調波成分はさらに小さくなる。

注 29) 光波の場合はパルス幅が短くなるため、1 パルス内は概ね同一点とみなせる。また、光波は電波に比べ送信周波数が 10^4 倍程度上がり、相関時間内の独立サンプルを同一パルス内で多数得ることができる。したがって単一パルスでもドップラー偏移をとらえることができる。

るには、連続する送信パルス列に対する受信信号列からスペクトルを求めることが必要になる。

5.5.2 受信信号のサンプリング

レーダー送信信号を図 5.12 のようにパルス繰り返し時間 T で送信するとき、受信信号は T の時間間隔ごとに連続して得られる。受信信号をサンプリングして得られる離散的な信号は、単位インパルスが一定間隔で並んだインパルス列を用いて表現される。単位インパルスはディラック (Dirac) のデルタ関数 (Delta function) または単にデルタ関数と呼ばれ、

$$\begin{aligned} \delta(t) &= \frac{1}{dt} \quad t = 0 \text{ のとき} \\ \delta(t) &= 0 \quad t \neq 0 \text{ のとき} \end{aligned} \quad (5.95)$$

で定義される [例えば小倉, 1978]。このデルタ関数がパルス繰り返し時間 T に等しいデータ間隔 T_s で並んだものをインパルス列 (impulse-train) $p(t)$ と呼び、次式で表す。

$$p(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - mT_s) \quad (5.96)$$

$p(t)$ のフーリエ変換は

$$P(f) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t)e^{-j2\pi ft} dt = \frac{1}{T_s} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(f - mf_s) \quad (5.97)$$

となる。ここで、サンプル周波数 f_s は $f_s = 1/T_s$ である。このとき、連続的な複素時系列信号 $v(t)$ をサンプリングして得られる離散信号 $v_s(t)$ はインパルス列 $p(t)$ を用いて

$$v_s(t) = v(t)p(t) \quad (5.98)$$

で表される。一方、離散信号のスペクトル $V_s(f)$ はフーリエ変換の性質から

$$V_s(f) = V(f) * P(f) \quad (5.99)$$

となる。ここで $V(f)$ は $v(t)$ のスペクトルである。式 (5.97) を式 (5.99) に代入すれば

$$V_s(f) = \frac{1}{T_s} V(f) * \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(f - mf_s) = \frac{1}{T_s} \sum_{m=-\infty}^{\infty} V(f - mf_s) \quad (5.100)$$

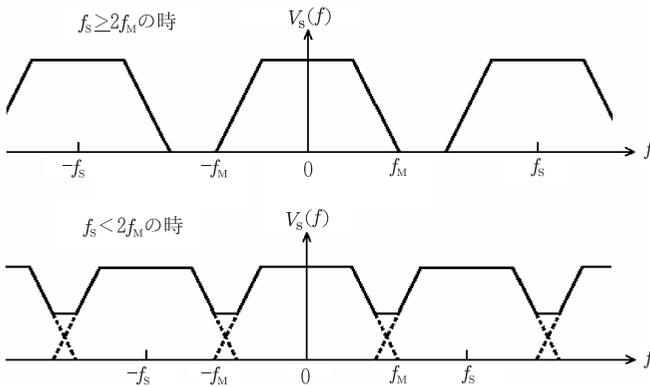


図 5.14 レーダースペクトル列

が得られる．式 (5.100) は， $v(t)$ をサンプリングして得られた離散信号のスペクトル $V_s(f)$ が， $V(f)$ を周波数軸上で間隔 f_s ごとに並べた周期関数になることを示す．したがって， $v(t)$ に含まれる周波数の最大値を f_M とするとき，図 5.14 上段に示すように $f_s \geq 2f_M$ ならスペクトルの重なりはなく， $|f| < f_s$ の部分を取り出すと，元のアナログ信号を正確に再現できる．一方， $f_s < 2f_M$ の場合は，同図下段に示すようにスペクトルの折り返しが生じ，元のアナログ信号のスペクトルは保存されなくなる．サンプリングしても元の信号のスペクトルが正確に維持される最大の周波数 $f_N = f_s/2$ はナイキスト周波数 (Nyquist frequency) と呼ばれる．

5.5.3 離散信号の処理

パルスレーダーの信号処理では，離散信号に対してスペクトル解析を行うことが中心になる．この手法として離散フーリエ変換 (discrete Fourier transform; DFT) があり，DFT を効率よく実行するアルゴリズムとして，DFT の循環畳込み定理を応用した高速フーリエ変換 (fast Fourier transform; FFT) がある．本節では，まず離散的な信号の表現方法を述べる [例えば辻井，鎌田，1990]．次いでドップラー偏移を DFT を用いて周波数領域で表現する手法および時系列信号を用いて時間領域で表現する手法を論じる．

離散フーリエ変換 $T_s \leq 1/2f_N$ となる一定のサンプル間隔 T_s で得られた m 番目の複素時系列信号を $v(mT_s)$ とするとき、離散的な複素時系列信号 $v_s(t)$ は

$$v_s(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} v(mT_s)\delta(t - mT_s) \quad (5.101)$$

で表現される。またそのフーリエ変換は

$$\begin{aligned} V_s(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} v(mT_s)\delta(t - mT_s) \right\} e^{-j2\pi ft} dt \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} v(mT_s) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - mT_s) e^{-j2\pi ft} dt \right\} \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} v(mT_s) e^{-j2\pi f m T_s} \end{aligned} \quad (5.102)$$

となる。 $V_s(f)$ は周期 $f_s = 1/T_s$ の周期関数である。スペクトル $V_s(f)$ を基本周波数 $f_b = 1/MT_s$ でサンプリングして得られる周期離散スペクトルは、離散信号 $v_s(t)$ が周期 MT_s で繰り返す周期離散時間信号に対応する。この対応が離散フーリエ変換である。

以降、 T_s を除いて表現し、周期 M を持つ時間領域の周期信号を $\tilde{v}(m)$ とするとき、連続的な時系列信号の場合と同様に、周期信号 $\tilde{v}(m)$ のフーリエ級数表示が得られる。フーリエ級数展開の基本となる関数は、 M 個の複素正弦信号系列

$$e_k(m) = e^{j2\pi mk/M} \quad k = 0, 1, 2, \dots, M-1 \quad (5.103)$$

である。ここで、

$$W_M = e^{-j2\pi/M} \quad (5.104)$$

と置くと、周期信号 $\tilde{v}(m)$ は

$$\tilde{v}(m) = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} \tilde{V}(k) W_M^{-km} \quad (5.105)$$

と表される。ただしフーリエ係数 $\tilde{V}(k)$ は

$$\tilde{V}(k) = \sum_{m=0}^{M-1} \tilde{v}(m) W_M^{km} \quad (5.106)$$

で与えられる。 $\tilde{V}(k)$ もまた周期 M の周期信号系列である。

さて、基本周期のみの孤立離散時系列信号と離散スペクトルの間の関係式である DFT は以下で示される。まず、有限長 M を持つ離散時系列信号 $v(m)$ ($0 \leq m \leq M-1$) を、周期関数 $\tilde{v}(m)$ を用いて

$$v(m) = \tilde{v}(m)P_M(m) \quad (5.107)$$

と定義する。ここで、 $P_M(m)$ は時間領域のパルス信号で、次式で与えられる。

$$P_M(m) = \begin{cases} 1 & 0 \leq m \leq M-1 \text{ のとき} \\ 0 & \text{上記以外のとき} \end{cases} \quad (5.108)$$

また、有限長 M の離散スペクトル $V(k)$ は、フーリエ係数 $\tilde{V}(k)$ から

$$V(k) = \tilde{V}(k)P_M(k) \quad (5.109)$$

と定義される。このとき、DFT は

$$V(k) = \sum_{m=0}^{M-1} v(m)W_M^{km} \quad 0 \leq k \leq M-1 \quad (5.110)$$

で表される。一方、離散フーリエ逆変換 (inverse discrete Fourier transform; IDFT) は次式で表される。

$$v(m) = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} V(k)W_M^{-km} \quad 0 \leq m \leq M-1 \quad (5.111)$$

また、 $f = kf_b = k/(MT_s)$ を用いれば、式 (5.110) は

$$V(f) = \sum_{m=0}^{M-1} v(m)e^{-j2\pi fT_s m} \quad (5.112)$$

となる。

離散相関関数 離散時系列信号 $v(m)$ は定常信号であり、前出の連続的な時系列信号の場合の式 (5.68) と同様に、その離散自己相関関数 (discrete autocorrelation function) $R_{vv}(l)$ は

$$R_{vv}(l) = \langle v^*(m)v(m+l) \rangle = \langle v^*(m-l)v(m) \rangle \quad (5.113)$$

で定義される．ここで、 $\langle * \rangle$ はアンサンブル平均 (期待値)、 m は離散時系列信号の番号、 l はタイムラグを表す．上式から明らかなように

$$R_{vv}(-l) = R_{vv}^*(l) \quad (5.114)$$

である．式 (5.114) の関係を用いれば、前出の式 (5.66) に示した定常信号の自己相関関数に対応する非周期性信号の離散自己相関関数は

$$R_{vv}(l) = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-|l|-1} v^*(m)v(m+l) \quad (5.115)$$

で与えられる．ここで、 M は標本化数とする． M は有限であるため、一般に上記の推定値 ($\hat{\cdot}$) として

$$\hat{R}_{vv}(l) = \begin{cases} \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-|l|-1} v^*(m)v(m+l) & |l| \leq M-1 \text{ のとき} \\ 0 & \text{上記以外のとき} \end{cases} \quad (5.116)$$

が用いられる [例えば Doviak and Zrnić, 1993]．

離散パワースペクトルとペリオドグラム 式 (5.70) より、パワースペクトルは自己相関関数のフーリエ変換で与えられる．すなわち、離散パワースペクトル (discrete power spectrum) $S(f)$ は離散自己相関関数のフーリエ変換として

$$S(f) = \lim_{M \rightarrow \infty} T_s \sum_{l=-(M-1)}^{M-1} R_{vv}(l)e^{-j2\pi f T_s l} \quad (5.117)$$

で示される．有限の M に対する離散自己相関関数の推定値として式 (5.116) を用いれば、式 (5.117) の離散パワースペクトルの推定値は次式で表される．

$$\hat{S}_a(f) = T_s \sum_{l=-(M-1)}^{M-1} \hat{R}_{vv}(l)e^{-j2\pi f T_s l} \quad (5.118)$$

一方、式 (5.75) に対応するペリオドグラムの推定値は、離散スペクトル $V(f)$ により

$$\hat{S}_b(f) = \frac{T_s}{M} |V(f)|^2 \quad (5.119)$$

で表される．式 (5.112) を用いて $V(f)$ を表せば， $\hat{S}_b(f)$ は

$$\begin{aligned} \hat{S}_b(f) &= \frac{T_s}{M} \left\{ \sum_{m=0}^{M-1} v^*(m) e^{j2\pi f T_s m} \sum_{n=0}^{M-1} v(n) e^{-j2\pi f T_s n} \right\} \\ &= \frac{T_s}{M} \left\{ \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{M-1} v^*(m) v(n) e^{-j2\pi f T_s l} \right\} \end{aligned} \quad (5.120)$$

となる．ただし $l = n - m$ とする．ここで，式 (5.120) の右辺括弧内は

$$\sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{M-1} v^*(m) v(n) e^{-j2\pi f T_s l} = \sum_{l=-(M-1)}^{M-1} e^{-j2\pi f T_s l} \sum_{m=0}^{M-|l|-1} v^*(m) v(m+l) \quad (5.121)$$

と変形される．式 (5.116) を用いれば，式 (5.121) の右辺において

$$\sum_{m=0}^{M-|l|-1} v^*(m) v(m+l) = M \hat{R}_{vv}(l) \quad (5.122)$$

となる．したがって，式 (5.122) を式 (5.121) に代入し，さらにこれを式 (5.120) に代入すれば，

$$\hat{S}_b(f) = T_s \sum_{l=-(M-1)}^{M-1} \hat{R}_{vv}(l) e^{-j2\pi f T_s l} = \hat{S}_a(f) \quad (5.123)$$

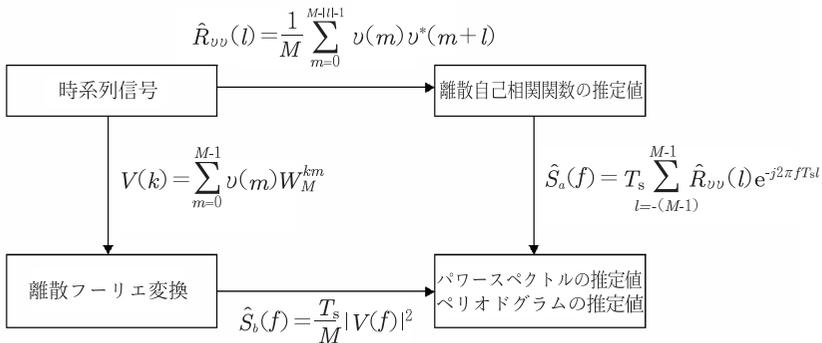


図 5.15 フーリエ変換と自己相関関数の関係

が得られる [Doviak and Zrnić, 1993]. この関係を整理すると, 図 5.15 のようになる. すなわち, 離散時系列信号においてもまた, 自己相関関数をフーリエ変換して得られるパワースペクトルの推定値は, 離散時系列信号をフーリエ変換し, これから得たペリオドグラムの推定値に等しい.

5.5.4 平均ドップラー速度の推定

周波数領域の表現: スペクトル解析 離散パワースペクトルの推定値を用いると, 平均ドップラー周波数 \bar{f}_{fd} の推定値は式 (5.83) の離散的表現として

$$\hat{f}_{fd} = \frac{\sum_{k=-M/2}^{M/2} k f_b \hat{S}(k f_b)}{\sum_{k=-M/2}^{M/2} \hat{S}(k f_b)} = \frac{1}{M T_s} \frac{\sum_{k=-M/2}^{M/2} k \hat{S}(k f_b)}{\sum_{k=-M/2}^{M/2} \hat{S}(k f_b)} \quad (5.124)$$

で示される. 折り返しによるバイアスを抑えたより厳密な表現式として

$$\hat{f}_{fd} = \frac{1}{M} \left\{ \frac{k_m}{T_s} + \frac{1}{\hat{P} T_s} \sum_{k=k_m-M/2}^{k_m+M/2} (k - k_m) \hat{S}[\text{mod}_M(k)] \right\} \quad (5.125)$$

がある [Zrnić, 1979]. ここで k_m はフーリエ係数が最大となるサンプルの引数 ($-M/2 \leq k_m \leq M/2$), \hat{P} はペリオドグラムの和 (全電力) の推定値を示す. また, \hat{S} は離散パワースペクトルの推定値, $\text{mod}_M(k)$ は \hat{S} の引数であり, k を M で割った剰余で与えられる. ナイキスト周波数を越えたドップラー周波数は折り返されるため, 式 (5.124) では離散パワースペクトルに折り返し成分が含まれる可能性がある. これに対し, 式 (5.125) では, パワースペクトルが最大になるのは平均ドップラー周波数の近傍であるとして, 最大点からの距離 $k - k_m$ によってパワースペクトルに重み付けを行い, あわせてナイキスト周波数を軸にしてパワースペクトルの折り返し成分を補正している.

平均ドップラー速度の推定値は式 (5.84) から次式で与えられる.

$$\hat{v}_{fd} = -\frac{\lambda \hat{f}_{fd}}{2} \quad (5.126)$$

時間領域での表現: 自己共分散処理 パワースペクトルを時系列信号から推定するときには, 時系列信号の自己相関関数が重要な役割を果たす. すなわち自己

相関関数はパワースペクトルの中央値モーメントをテイラー展開 (Taylor series expansion) した最初の数項で表現できる [Papoulis, 1991; Bracewell, 1965]. これをもとにドップラー速度推定を自己共分散を用いて行う手法は1960年代の終わりから議論されてきた [Rummler, 1968; Groginsky, 1972; Lhermitte, 1972]. 5.4.3項で述べたように, 平均ドップラー周波数はパワースペクトルの1次モーメントによって求められる. 式 (5.90) を用いると, 平均ドップラー周波数 \bar{f}_{td} は時間領域で次式のように表現できる.

$$\bar{f}_{\text{td}} = \frac{1}{j2\pi R(0)} \frac{dR(0)}{d\tau} \quad (5.127)$$

自己相関関数 $R(T_s)$ の推定値 $\hat{R}(T_s)$ を用いると, その偏角から, \bar{f}_{td} の推定値 \hat{f}_{td} は詳細を付録 A.1 に示すように

$$\hat{f}_{\text{td}} = \frac{1}{2\pi T_s} \arg \hat{R}(T_s) = \frac{1}{2\pi T_s} \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[\hat{R}(T_s)]}{\text{Re}[\hat{R}(T_s)]} \right\} \quad (5.128)$$

で示される. ここで, $\text{Re}[\hat{R}(T_s)]$, $\text{Im}[\hat{R}(T_s)]$ はそれぞれタイムラグ (サンプリング間隔) T_s の自己相関関数 $\hat{R}(l)$ の実数部および虚数部である. また, 一定間隔で M 個のパルスが送信される場合, $\hat{R}(T_s)$ は式 (5.116) で $l = 1$ とすることによって求められる.

平均ドップラー速度の推定値は, 上式で得られた \hat{f}_{td} から式 (5.126) と同様に次式で表される.

$$\hat{v}_{\text{td}} = -\frac{\lambda \hat{f}_{\text{td}}}{2} \quad (5.129)$$

5.5.5 速度幅の推定

周波数領域の表現: スペクトル解析 速度幅がナイキスト速度に比べて小さいとき, 周波数折り返しによるバイアスを抑えた周波数幅の推定値 $\hat{\sigma}_{f_{\text{td}}}$ が, 離散フーリエ変換によって得られたパワースペクトルを用いて, 次式によって求められる [Zrnić, 1979].

$$\hat{\sigma}_{f_{\text{td}}}^2 = \frac{1}{\hat{P}_{T_s}^2} \left\{ \sum_{k=k_m-M/2}^{k_m+M/2} \left(\frac{k}{M} - \hat{f}_{\text{td}} T_s \right)^2 \hat{S}[\text{mod}_M(k)] \right\} \quad (5.130)$$

なお、ドップラー周波数値が小さく、周波数分解能 $1/MT_s$ に近い値の場合は、上式に含まれるサンプリング窓によるバイアスが無視できなくなる。このときは、 k を $-M/2 \sim M/2$ の範囲で連続的に扱い、数値的に積分することが必要になる。

速度幅の推定値 $\hat{\sigma}_{v_{fd}}$ は周波数幅の推定値 $\hat{\sigma}_{f_{fd}}$ から次式によって得られる。

$$\hat{\sigma}_{v_{fd}} = \frac{\lambda \hat{\sigma}_{f_{fd}}}{2} \quad (5.131)$$

時間領域での表現: 自己共分散処理 式 (5.90) と式 (5.91) を式 (5.85) に代入すれば、周波数幅の 2 乗 $\hat{\sigma}_{f_{fd}}^2$ が時系列信号を用いて

$$\hat{\sigma}_{f_{fd}}^2 = E(f^2) - E(f^1)^2 = \frac{1}{(j2\pi)^2 R(0)} \frac{d^2 R(0)}{d\tau^2} - \left\{ \frac{1}{j2\pi R(0)} \frac{dR(0)}{d\tau} \right\}^2 \quad (5.132)$$

で表現される。式 (5.132) では、相関関数の最初の数ラグ (タイムラグ数個分) だけが重要である。推定値 $\hat{R}(T_s)$ を用いて詳細を付録 A.2 に示すように整理すると $\hat{\sigma}_{f_{fd}}^2$ の推定値 $\hat{\sigma}_{f_{fd}}^2$ は次式で与えられる。

$$\hat{\sigma}_{f_{fd}}^2 = \frac{1}{2\pi^2 T_s^2} \left\{ 1 - \frac{|\hat{R}(T_s)|}{\hat{R}(0)} \right\} \quad (5.133)$$

速度幅の推定値 $\hat{\sigma}_{v_{fd}}$ は周波数幅の推定値 $\hat{\sigma}_{f_{fd}}$ から次式によって得られる。

$$\hat{\sigma}_{v_{fd}} = \frac{\lambda \hat{\sigma}_{f_{fd}}}{2} \quad (5.134)$$

5.5.6 フィッティングによるスペクトルパラメータの推定

信号に高いレベルの雑音が入った場合や統計的な揺らぎがある場合には、5.5.4 および 5.5.5 項で述べた直接的なモーメント法ではパラメータの推定が不正確となる。このため、特に大気レーダーではいくつかのパラメータで解析的に決るスペクトルを仮定し、これに観測スペクトルをフィッティングすることによりスペクトルパラメータを推定することが一般的に行われている。すなわち、散乱のパワースペクトルがガウス分布となることから、観測されたパワースペクトルに次のようなガウス分布型のモデル関数^{注 30)}をフィッティングすることにより、パ

注 30) ガウス分布型関数の詳細は後出の 5.6.1 項を参照。

ラメータ化する.

$$S_t(v) = \frac{S_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left\{-\frac{(v-\bar{v})^2}{2\sigma_v^2}\right\} \quad (5.135)$$

ここで, $S_0/(\sqrt{2\pi}\sigma_v)$ はパワースペクトルのピーク値, v は視線方向の風速, \bar{v} はその平均値 (平均風速), σ_v は速度幅である. スペクトル幅はピーク値の半分の値になるスペクトルの幅で定義され, $2\sqrt{2\ln 2}\sigma_v$ で与えられる. また, 散乱電力は S_0 となる.

上記の関数は非線形であるため, フィッティングは非線形最小二乗法により行われる. 非線形最小二乗法の原理は, モデル関数と観測値との残差二乗和を最小にするパラメータの値を決定することである. 残差二乗和 $\epsilon(\mathbf{P})$ は

$$\epsilon(\mathbf{P}) = \sum_{k=1}^N \{S_t(k; \mathbf{P}) - y(k)\}^2 \quad (5.136)$$

で与えられる. ここで, $S_t(k; \mathbf{P})$ は式 (5.135) で与えられるモデル関数で, $y(k)$ は観測値である. ただし周波数 f を周波数点 k に置き換えている. また, N は周波数点の総数である. \mathbf{P} はパラメータベクトルで, その要素は S_0, \bar{v}, σ_v の3量である. 式 (5.136) が最小になるための必要条件から次式が導かれる.

$$\sum_{k=1}^N \{S_t(k; \mathbf{P}) - y(k)\} \frac{\partial S_t(k; \mathbf{P})}{\partial P_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (5.137)$$

ここで, $S_t(k; \mathbf{P})$ を適当な初期値 \mathbf{P}_0 のまわりにテイラー展開し, その1次の項までを取ることににより, 次のように線形化される.

$$S_t(k; \mathbf{P}_0 + \delta\mathbf{P}) \simeq S_t(\mathbf{P}_0) + \sum_{j=1}^3 \delta P_j \frac{\partial S_t(k; \mathbf{P})}{\partial P_j} \quad (5.138)$$

式 (5.138) を式 (5.137) に代入してまとめると

$$\mathbf{A} \cdot \delta\mathbf{P} = \mathbf{b} \quad (5.139)$$

となる. ただし \mathbf{A} および \mathbf{b} の各要素はそれぞれ

$$a_{ij} = \sum_{k=1}^N \frac{\partial S_t(k; \mathbf{P})}{\partial P_i} \frac{\partial S_t(k; \mathbf{P})}{\partial P_j} \quad (5.140)$$

$$b_j = \sum_{k=1}^N \{y(k) - S_t(k; \mathbf{P}_0)\} \frac{\partial S_t(k; \mathbf{P})}{\partial P_j} \quad (5.141)$$

である。式 (5.139) から得られる

$$\delta \mathbf{P} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{b} \quad (5.142)$$

により修正量 $\delta \mathbf{P}$ を求め、 \mathbf{P}_0 を $\mathbf{P}_0 + \alpha \cdot \delta \mathbf{P}$ に置き換えて再び上記の過程を繰り返す。ここで、 α ($0 \leq \alpha \leq 1$) は縮小因子と呼ばれ、収束を安定化するために用いられる。1回の繰返しによる $\epsilon(\mathbf{P})$ の変化およびパラメータの修正量が設定値以下になったとき、収束したとみなされる。

5.5.7 予測理論に基づいた推定法

後出の 8.4.2 項で述べるように、レーダーの受信信号にはさまざまな不要信号が混入する。このとき、スペクトルが著しく変形すること、受信信号と極めて低周波の雑音が混在することなどにより、スペクトルパラメータの推定がいっそう困難となることがある。このような場合には、最大エントロピー法 (maximum entropy method; MEM) など時系列の予測理論に基づく推定法が用いられる。

MEM は、 $\{v_n\}$ を複素定常時系列信号と見なし、

$$v_n = \sum_{m=1}^N a_m v_{n-m} \quad (5.143)$$

により、過去のデータ $\{v_m; m = n-1, n-2, \dots\} (m < n)$ のうち N 個のデータの線形結合で 1 ステップ先を推定するものである。ここで、 N は推定の次数を表す。

推定誤差 $e_n^2 = \langle |v_n - \sum_{m=1}^N a_m v_{n-m}|^2 \rangle$ を最小にする $\{a_m\}$ が決まると、次数 N で定まるスペクトルは次のように表される。

$$S(f) = \frac{e_n^2}{\left| 1 - \sum_{m=1}^N a_m e^{-j2\pi f m} \right|^2} \quad (5.144)$$

$\{a_m\}$ を求めるには、まず式 (5.143) より未知数 $\{e_n^2, a_1, \dots, a_n\}$ に関する連立

方程式を求め、その解として次の各式を得る [小倉, 1978].

$$e_N^2 = \frac{D_{N+1}}{D_N}, \quad a_n = \frac{A_n}{D_N} \quad (n = 1, \dots, N) \quad (5.145)$$

$$D_{N+1} = \begin{vmatrix} R_0 & R_1 & R_2 & \dots & R_N \\ R_{-1} & R_0 & \dots & \dots & R_{N-1} \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ R_{-N} & R_{-N+1} & \dots & \dots & R_0 \end{vmatrix} \quad (5.146)$$

ここで、自己相関関数 $R(l)$ を R_l としている。 D_N および A_n は、 $(N+1) \times (N+1)$ のテープリッツ (Toeplitz) 行列式^{注 31)} D_{N+1} の R_0 および R_N に関する $N \times N$ 余因子行列式である^{注 32)}。

R_l が真の相関関数であれば、上の関係式は厳密に正しい。しかし、一般に MEM では R_l に真の値とは異なる $N+1$ 個の R_l の推定値を用い、この推定値の揺らぎを無視して計算を行う。この結果、式 (5.144) で推定されるスペクトルは N を大きくすると変動が激しくなるので、次数 N を適当な方法で定める必要がある^{注 33)}。

Ogura and Yoshida [1981] による改良 MEM 法では、推定した相関関数の揺らぎまで考慮して $\{e_n^2, a_1, \dots, a_n\}$ を求めることにより、高い精度でスペクトル推定が可能である。この理論の有用性は Fukao et al. [1980b] など確かめられている。

5.6 サンプル信号の相関と推定精度

実際の観測によって求められるエコー強度、平均ドップラー周波数 (速度)、周波数 (速度) 幅などのパラメータは、いずれもパワースペクトルまたは相関関数をもとに推定されるものである。ここで、観測によって得られるスペクトルや相関関数自体が真の値の推定値であることから、これにより求めるパラメータの精度を把握しておくことが重要である。本節では、これらのパラメータが観測誤差のない理想的なレーダーによって得られたものと仮定し、相関関数と相関時間に

注 31) 対角線に沿って行列要素が等しい行列をテープリッツ (Toeplitz) 行列、その行列式をテープリッツ行列式という。

注 32) 実際の数値計算では、このような行列式の逐次計算に適した簡単な Levinson アルゴリズムを用いる [例えば日野, 1977]。

注 33) N を大きくすれば、式 (5.144) で与えられる推定スペクトルはベリオドグラムに近づく。

ついて論じる．次いで，SNR および周波数幅によって決まる理論的な誤差を評価する．

5.6.1 相関関数と相関時間

分布型標的の散乱体積内では，水平風のシヤー (shear) によって生じる大気乱流や個々の降水粒子のランダムな動きにより，パワースペクトルは概ねガウス分布にしたがう． t に関する分散を σ_t^2 とすると，正規化されたガウス分布型関数 $g(t)$ は

$$g(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (5.147)$$

で示される．また，そのフーリエ変換 $G(f)$ は

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{-j2\pi ft} dt = \exp\left\{-\frac{4\pi^2 f^2}{2(1/\sigma_t^2)}\right\} \quad (5.148)$$

である． $\sigma_f = (2\pi\sigma_t)^{-1}$ とすれば，式(5.148)は

$$G(f) = \exp\left(-\frac{f^2}{2\sigma_f^2}\right) \quad (5.149)$$

となる．式(5.147)および(5.149)から，ガウス分布型関数のフーリエ変換もまたガウス分布型関数になる．すなわち，ガウス分布型のパワースペクトルの自己相関関数は同形のガウス分布型関数となることが分かる．

相関関数 式(5.135)に対して $\bar{v} = -\lambda\bar{f}/2$ ， $\bar{\sigma}_v = \lambda\bar{\sigma}_f/2$ の関係を用いれば，ドップラー偏移した周波数スペクトル $S(f)$ は

$$S(f) = \frac{S_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_f} \exp\left\{-\frac{(f-\bar{f})^2}{2\sigma_f^2}\right\} \quad (5.150)$$

となる．ここで f はドップラー周波数， \bar{f} はその平均値である．したがって，式(5.58)の関係に式(5.147)および(5.149)を用いれば，自己相関関数 $R(\tau)$ は

$$R(\tau) = S_0 \exp(-2\pi^2\sigma_f^2\tau^2) \exp(j2\pi\bar{f}\tau) \quad (5.151)$$

$$= S_0 \exp\left(-\frac{8\pi^2\sigma_v^2\tau^2}{\lambda^2}\right) \exp\left(-j\frac{4\pi\bar{v}\tau}{\lambda}\right) \quad (5.152)$$

で表される。ここで、 τ はタイムラグである。式 (5.152) から、正規化された信号の相関、すなわち相関係数 (correlation coefficient) $\rho_n(\tau)$ が

$$\rho_n(\tau) = \exp \left\{ -8 \left(\frac{\pi \sigma_v \tau}{\lambda} \right)^2 \right\} \quad (5.153)$$

になることが導かれる。

相関時間 式 (5.153) の相関係数が e^{-1} に低下するまでのタイムラグを相関時間 (correlation time) τ_c と呼ぶ。このとき $8 \left(\frac{\pi \sigma_v \tau_c}{\lambda} \right)^2 = 1$ から

$$\tau_c = \frac{\lambda}{2\sqrt{2}\pi\sigma_v} \quad (5.154)$$

になる。相関時間が長いほど変動は緩やかである。また、相関時間内で多数の受信信号サンプルが得られるとき、サンプル相互には相関があり、同一の物理過程をサンプルしたものと見なすことができる。このことから、パワースペクトルを求める際の信号処理では相関時間内のサンプルが用いられる。また、後述のコヒーレント積分は相関時間内に行われる。なお、対象標的からの受信信号サンプルの相関時間は、標的の状態や観測高度によって変化する。

相関時間を、式 (5.153) の相関係数が $e^{-\pi}$ に低下するまでのタイムラグ τ_1 で定義することもある [Nathanson, 1991]。このとき $8 \left(\frac{\pi \sigma_v \tau_1}{\lambda} \right)^2 = \pi$ から

$$\tau_1 = \frac{\lambda}{2\sqrt{2}\pi\sigma_v} \quad (5.155)$$

になる。 τ_1 は、受信信号サンプル相互の相関がほぼなくなるまでの時間で、次の小項で論じるように、これ以上離れたサンプル間隔で得られたデータは互いにほぼ完全に独立していると見なせる。このため、 τ_1 を独立サンプル時間 (independent sample time) と呼ぶことがある。

独立したサンプル M 個の速度サンプル v_1, v_2, \dots, v_M の平均値すなわち期待値 \bar{v} は

$$\bar{v} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M v_i \quad (5.156)$$

で与えられる。また、 M 個のサンプルが互いに独立で、 v_1, v_2, \dots, v_M の分散を σ_v^2 とするとき、速度分散は $1/M$ に抑えられ、その期待値 $\overline{\sigma_v^2}$ は

$$\overline{\sigma_v^2} = \frac{\sigma_v^2}{M} \quad (5.157)$$

となる．一方，サンプル間に相関がある場合は，独立したサンプルの総数 M_I は M よりも小さく， M および正規化された自己相関関数 $\rho_0(\tau)$ の関数として

$$\frac{\overline{\sigma_v^2}}{\sigma_v^2} = \frac{1}{M_I} = \sum_{m=-(M-1)}^{M-1} \frac{M-|m|}{M^2} \rho_0(m\tau) \quad (5.158)$$

で与えられる．ここで，

$$\rho_0(m\tau) = \frac{(v_i - \bar{v})(v_{i+m} - \bar{v})}{\sigma_v^2} \quad (5.159)$$

である．ただし τ はサンプル間隔とする [Nathanson, 1991]．

図 5.16 は，上述の議論の前提となるガウス型分布を仮定して，式 (5.158) に基づく相関係数と独立したサンプル数の関係を示したものである [Nathanson, 1991]．同図から明らかなように， $\sigma_v\tau/\lambda = 0.2$ の近辺でサンプルが独立である状態に遷

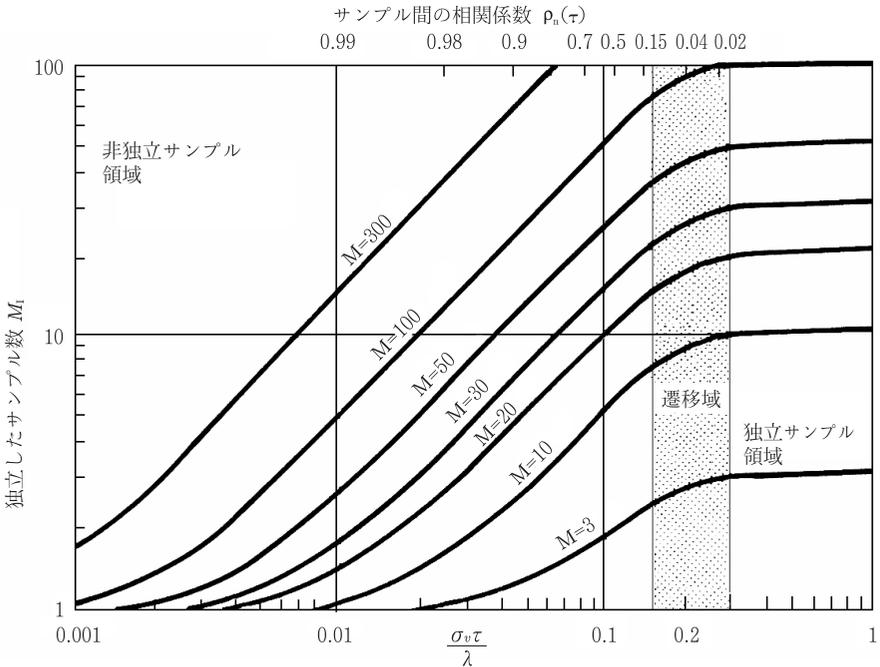


図 5.16 独立したサンプル数 M と相関係数の関係，Nathanson [1991] より改変

移する。この τ は式 (5.155) で与えられる τ_1 とほぼ等価である。すなわち、これ以上の時間間隔でサンプルされた信号はすべてのサンプルが独立とみなせる ($M = M_1$)。独立したサンプルの平均化は信号の分散を抑えることに寄与する。

5.6.2 コヒーレント積分

式 (5.154) で決まる時間よりも十分短い時間間隔でサンプルした信号を加算する処理をコヒーレント積分 (coherent integration) と呼ぶ。大気乱流からの散乱信号には統計的な揺らぎがあるため、正確な位相情報を得るには複数の独立したサンプルから得られた信号を平均することが必要である。ところが、前述のように I 、 Q 信号は相互に独立したランダム変数で平均値 0 のガウス分布にしたがうため、平均することにより 0 になってしまう。このため、平均化処理は相関時間内で行うことが必要である。信号がコヒーレントである間 (複素包絡線の相関時間よりも短い間) は、複素包絡線を加算すること、すなわち I 、 Q 信号をそれぞれ加算することができる。

この加算では、雑音が無相関 (雑音の相関時間は信号サンプル時間よりも十分短い) とみなせるため、加算により信号は電圧和で増加し、一方、雑音は電力和で増加する。したがって、信号の相関時間内で n 個のサンプルを加算すれば信号電力は n^2 倍、雑音電力は n 倍になる。この結果、SNR は n 倍、すなわち $10 \log n^2/n = 10 \log n$ [dB] 改善される。例えば周波数 1.36 GHz (波長 22 cm)、パルス繰り返し周波数 2500 Hz の大気レーダーで一定方向を観測するとき、速度分散が 1 m s^{-1} の擾乱の相関時間は式 (5.154) から 25 ms となり、相関時間内で約 60 個のサンプルによるコヒーレント積分が可能である^{注 34)}。この結果、SNR は単独サンプルの場合に比べて 60 倍 (18 dB) 改善されることになる。特に大気レーダーでは、多くの場合微弱な受信信号が雑音に埋もれているため、コヒーレント積分によって、SNR の改善を計ることが安定した観測データ確保のために必須である。

なお、コヒーレント積分でパルス繰り返し時間 T ごとに n 個の加算を行うことは、ドップラー速度推定においてサンプル間隔を nT_s (ただし通常 $T_s = T$) に延ばすことに相当する。このため、4.1.2 項で述べたナイキスト速度は式 (4.10) で与えられる v_N の $1/n$ 倍、すなわち $v_N/n = \lambda/4nT_s$ となる。

注 34) スペクトル窓が狭くなるため、実際の積分回数はこれよりも少なくなる。

5.6.3 受信電力の推定精度

観測パラメータの推定精度に関する考察は Doviak and Zrnić [1993] で詳細になされている。本項から 5.6.5 項では、これにしたがって受信電力、平均ドップラー速度、および速度幅の推定精度について論じる。

レーダー反射因子の受信機出力推定値は

$$\hat{Z} = \alpha \hat{S} = \alpha(\hat{P} - N) \quad (5.160)$$

で与えられる。ここで、 $(\hat{\quad})$ の変数は推定値、これがない場合は期待値を示す。また、 α はレーダー方程式によって決まる定数、 \hat{S} は信号電力の推定値、 N は受信機雑音電力、 \hat{P} は次式で示される M 個の出力信号 P の平均値である。

$$\hat{P} = \bar{P} = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} P_k \quad (5.161)$$

レーダー反射因子 Z [$\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$] をデシベル [dB] 表現すれば、式 (5.160) は

$$\hat{Z} \text{ [dBZ]} = 10 \log_{10} \hat{Z} = 10 \log_{10} \alpha \hat{S} \quad (5.162)$$

で示される。 \hat{S} を期待値 S と変動分 δS により $\hat{S} = S + \delta S$ と表せば、

$$\hat{Z} \text{ [dBZ]} = 10 \log_{10} \alpha S + 10 \log_{10} \left(1 + \frac{\delta S}{S} \right) \quad (5.163)$$

となる。 M の値が大きい場合は $\delta S/S$ が 1 に比べて小さくなるため、式 (5.163) の第 2 項をテイラー展開すれば次のように近似できる。

$$10 \log_{10} \left(1 + \frac{\delta S}{S} \right) \simeq \frac{10}{\ln 10} \frac{\delta S}{S} \quad (5.164)$$

式 (5.164) を式 (5.163) に代入すれば、

$$\bar{Z} \text{ [dBZ]} \simeq 10 \log_{10} \alpha S - 4.34 + 4.34 \frac{\hat{S}}{S} \quad (5.165)$$

となる。式 (5.165) で変動成分は第 3 項のみであるため、 \hat{Z} [dBZ] の推定誤差、すなわち標準偏差 (standard deviation; S. D.) は次式のように簡単化される。

$$\text{S.D.}[\hat{Z} \text{ [dBZ]}] = 4.34 \text{ S.D.}[\hat{S}/S] \quad (5.166)$$

ここで、 $\hat{S} = \hat{P} - N$ であり、 N は既知の一定値とみなされるため、

$$\text{S.D.}[\hat{S}] = \text{S.D.}[\hat{P}] = \frac{P}{\sqrt{M_1}} = \frac{S + N}{\sqrt{M_1}} \quad (5.167)$$

となる。ただし M_1 は平均化に用いられるサンプル数 M のうち独立したサンプル数である。式 (5.166) および (5.167) から

$$\text{S.D.}[\hat{Z} \text{ [dBZ]}] = \frac{4.34(S + N)}{S\sqrt{M_1}} \quad (5.168)$$

が得られる。ここで、定常状態で一定間隔 T_s でサンプリングされる場合の独立したサンプル数 M_1 は、式 (5.158) と同様に

$$\frac{1}{M_1} = \sum_{m=-(M-1)}^{M-1} \frac{M - |m|}{M^2} \rho_{S+N}(mT_s) \quad (5.169)$$

で与えられる。ただし $\rho_{S+N}(mT_s)$ はタイムラグ mT_s における雑音を含んだ信号の自己相関係数である。

簡単のため、受信機は 2 乗検波特性を持つとする^{注 35)}。このとき 2 乗検波受信機出力の相関は入力信号の相関の自乗になる [Papoulis, 1965]。したがって、ガウス分布型の信号スペクトルに白色雑音スペクトルが重畳した信号に対して、電力値推定を行うために $S + N$ で正規化し、雑音を含んだ信号の相関係数を求めると次式のようなになる [Doviak and Zrnić, 1993]。

$$\rho_{S+N}(mT_s) = \left\{ \frac{S}{S + N} e^{-2(\sigma_{v_n} \pi m)^2} + \frac{N}{S + N} \delta_m \right\}^2 \quad (5.170)$$

ここで、 $m = 0$ のとき $\delta_m = 1$ 、そのほかの場合は $\delta_m = 0$ とする。 σ_{v_n} はナイキスト幅 $2v_N = \lambda/2T_s$ により正規化された速度幅で、

$$\sigma_{v_n} = \frac{2\sigma_v T_s}{\lambda} \quad (5.171)$$

で与えられる。また、 λ はレーダー波長である。

$\sigma_{v_n} \ll 1$ のとき、式 (5.169) の和は積分に置き換えることができる。さらに M が大きく、したがって MT_s が大きくなり $\rho_{S+N}(mT_s)$ が無視できるほど小さい場

注 35) 最も一般的な特性で、受信機出力電力が入力電力に比例する。

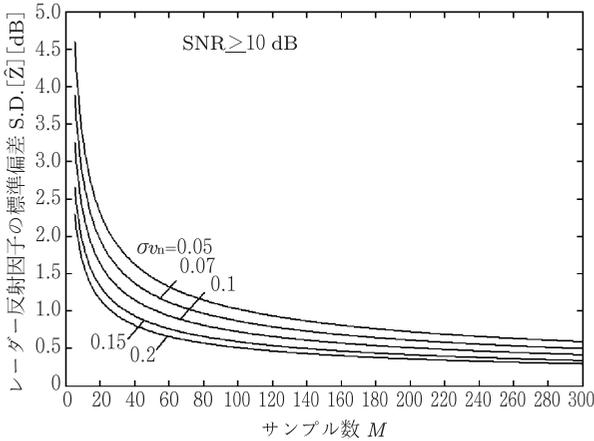


図 5.17 異なる正規化速度幅に対して推定されるレーダー反射因子の標準偏差とサンプル数の関係、ここで、速度幅はナイキスト幅 $2v_N$ で正規化されている

合は、 M_I は次式で表される。

$$M_I = \frac{\left(1 + \frac{S}{N}\right)^2 M}{1 + 2\frac{S}{N} + \frac{(S/N)^2}{2\sigma_{v_n}\sqrt{\pi}}} \quad (5.172)$$

また、 S/N が大きい場合は $M_I = 2M\sigma_{v_n}\sqrt{\pi}$ になる。式 (5.172) を式 (5.168) に代入すれば、標準偏差を求める式として

$$\text{S.D.}[\hat{Z}] [\text{dBZ}] = \frac{4.34}{M^{1/2}} \frac{N}{S} \left\{ 1 + 2\frac{S}{N} + \frac{(S/N)^2}{2\sigma_{v_n}\sqrt{\pi}} \right\}^{1/2} [\text{dB}] \quad (5.173)$$

が得られる。SNR が十分大きいとき、正規化された速度幅のもとに推定されるレーダー反射因子の標準偏差とサンプル数 M の関係を図 5.17 に示す。

5.6.4 平均ドップラー速度の標準偏差

周波数領域の表現: スペクトル解析 信号のパワースペクトルから、次のように平均ドップラー周波数の分散 $\text{var}[f_{fd}]$ を求めることができる。すなわち、信号のパワースペクトルで重み付けされた平均ドップラー周波数をナイキスト周波数幅

内で積分することにより, $\text{var}[\hat{f}_{\text{fd}}]$ は

$$\text{var}[\hat{f}_{\text{fd}}] = \frac{1}{MT_s S^2} \int_{-1/2T_s}^{1/2T_s} f^2 S^2(f + \hat{f}_{\text{fd}}) df \quad (5.174)$$

で与えられる [Berger and Groginsky, 1973]. ここで $S(f)$ は雑音を含む信号のパワースペクトルで, $S(f) = S_S(f) + S_N(f)$ で与えられる. ただし $S_S(f)$ および $S_N(f)$ はそれぞれ信号および雑音のパワースペクトルである. また, \hat{f}_{fd} はスペクトル解析による平均ドップラー周波数である. $S(f)$ が式 (5.150) で表されるガウス分布型信号スペクトルでスペクトル幅 $\sigma_{f_{\text{fd}}}$ が狭い場合 ($\sigma_{f_{\text{fd}}} T_s \ll 1$), 平均ドップラー速度の分散 $\text{var}[\hat{v}_{\text{fd}}]$ は, $\text{var}[\hat{v}_{\text{fd}}] = (\lambda/2)^2 \text{var}[\hat{f}_{\text{fd}}]$ より

$$\text{var}[\hat{v}_{\text{fd}}] = \frac{\lambda^2}{4MT_s^2} \left\{ \frac{\sigma_{v_{\text{nf}}}}{4\sqrt{\pi}} + 2(\sigma_{v_{\text{nf}}})^2 \frac{N}{S} + \frac{1}{12} \left(\frac{N}{S} \right)^2 \right\} \quad (5.175)$$

で示される [Doviak and Zrnić, 1993]. ただし $\sigma_{v_{\text{nf}}}$ はナイキスト幅で正規化された速度幅である. また, 標準偏差は $\text{S.D.}[\hat{v}_{\text{fd}}] = \sqrt{\text{var}[\hat{v}_{\text{fd}}]}$ となる.

時間領域の表現: 自己共分散処理 M 個のサンプルペアーが独立で, ナイキスト幅で正規化された速度幅 $\sigma_{v_{\text{nt}}}$ が

$$\frac{1}{2\pi M} \ll \sigma_{v_{\text{nt}}} \ll 1 \quad (5.176)$$

の条件を満たすとき, $\text{var}[\hat{v}_{\text{td}}]$ は次式で表される [Doviak and Zrnić, 1993].

$$\text{var}[\hat{v}_{\text{td}}] \simeq \frac{\lambda^2}{32\pi^2 M \rho^2(T_s) T_s^2} \left\{ (1 + N/S)^2 - \rho^2(T_s) \right\} \quad (5.177)$$

ここで, $\rho(T_s)$ は式 (5.153) で示した相関係数であり, 次式で与えられる.

$$\rho(T_s) = \exp\{-8(\pi\sigma_{v_{\text{td}}} T_s / \lambda)^2\} \quad (5.178)$$

また, 標準偏差は $\text{S.D.}[\hat{v}_{\text{td}}] = \sqrt{\text{var}[\hat{v}_{\text{td}}]}$ で与えられる. 異なる SNR のもとに推定される平均ドップラー速度の標準偏差と速度幅の関係を図 5.18 に示す.

5.6.5 速度幅の標準偏差

周波数領域の表現: スペクトル解析 式 (5.130) で与えられる周波数幅 $\sigma_{f_{\text{fd}}}$ に対して, 式 (5.174) および (5.175) と同様の議論により, ガウス分布型信号スペク

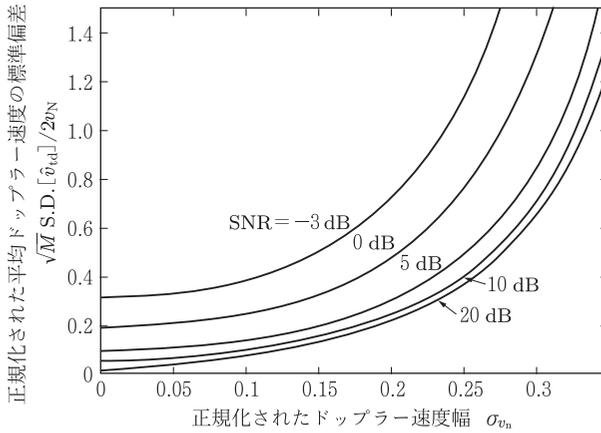


図 5.18 異なる SNR に対して推定される正規化平均ドップラー速度の標準偏差と正規化ドップラー速度幅の関係。ここで、正規化はナイキスト幅 $2v_N$ による

トルでスペクトル幅が狭い場合の周波数幅の分散 $\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{fd}}]$ が求められる。これをもとに、速度幅の分散 $\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{fd}}]$ は

$$\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{fd}}] = \frac{\lambda^2}{4MT_s^2} \left\{ \frac{3\sigma_{v_{nf}}}{32\sqrt{\pi}} + \sigma_{v_{nf}}^2 \frac{N}{S} + \left(\frac{1}{320\sigma_{v_{nf}}^2} - \frac{1}{24} + \frac{\sigma_{v_{nf}}^2}{4} \right) \frac{N^2}{S^2} \right\} \quad (5.179)$$

で与えられる [Doviak and Zrnić, 1993]。また標準偏差は $\text{S.D.}[\hat{\sigma}_{v_{fd}}] = \sqrt{\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{fd}}]}$ で示される。

時間領域の表現: 自己共分散処理 式 (5.176) が成り立つとき、 $\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{td}}]$ は

$$\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{td}}] = \frac{\lambda^2}{128M\pi^4\sigma_{v_{nt}}^2\rho^2(T_s)T_s^2} \times \left[\left\{ 1 - \rho^2(T_s) \right\}^2 + 2 \left\{ 1 - \rho^2(T_s) \right\} \frac{N}{S} + \left\{ 1 + \rho^2(T_s) \right\} \frac{N^2}{S^2} \right] \quad (5.180)$$

で与えられる [Doviak and Zrnić, 1993]。ただし $\sigma_{v_{nt}}$ および $\rho(T_s)$ はそれぞれ式 (5.171) および (5.178) と同じ形をとる。また標準偏差は $\text{S.D.}[\hat{\sigma}_{v_{td}}] = \sqrt{\text{var}[\hat{\sigma}_{v_{td}}]}$ で示される。異なる SNR のもとに推定される速度幅の標準偏差と速度幅の関係を図 5.19 に示す。

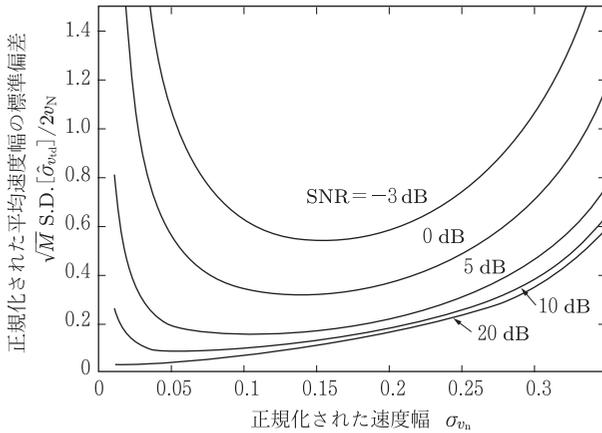


図 5.19 異なる SNR に対して推定される正規化平均速度幅の標準偏差と正規化された速度幅の関係。ここで、正規化はナイキスト幅 $2v_N$ による

表 5.1 式 (5.181) における視線方向速度と速度幅の推定誤差係数 k

	モーメント法	フィッティング法
視線方向ドップラー速度	0.38	0.63
速度幅	0.24	0.60

SNR が大きい場合の推定誤差 Yamamoto et al. [1988] は、SNR が大きい場合について、視線方向ドップラー速度と速度幅の推定誤差 $\epsilon_{v,w}$ の経験式を計算機シミュレーションによって次のように導いている。

$$\epsilon_{v,w} = k \left(\frac{\lambda \sigma_v}{2T_o} \right)^{1/2} \tag{5.181}$$

ここで、 λ は波長、 T_o は観測時間長 (コヒーレント積分と後に 7.1.2 項で論じるインコヒーレント積分の時間を合算した値)、 σ_v は速度幅を表す。 k の値はモーメントを直接求める方法 (ここではモーメント法と略称する) とスペクトル形状をガウス型と仮定して最小二乗近似によって求める方法 (同じくフィッティング法) のそれぞれについて表 5.1 のようになる。なお雑音が無視できるほど小さいとき、すなわち $1/\text{SNR} \rightarrow 0$ では式 (5.181) の誤差は式 (5.175) あるいは式 (5.179) とほ

ほぼ同様となる。

5.6.6 大気レーダーに固有の風速測定誤差

50 MHz 帯大気レーダーによるドップラービーム走査法観測^{注36)}では、散乱体積の有限性およびエコー強度の天頂角依存性が風速測定の誤差の要因となることがある。

有限散乱体積効果 ドップラービーム走査法では、散乱体積の広がりを考えず、散乱がビーム主軸に沿ってのみ起こるものとしてその方向の視線方向風速を求める。ところが、現実には散乱体積は有限の大きさを持ち、体積内各部の風速がエコー強度で重み付け平均された値が観測される。このため、その平均値が必ずしも背景風速に一致しないことに注意する必要がある [Sato and Fukao, 1982]。いま、図 5.20 に示すように背景風速が一定値 u で東向き（ただし鉛直流は 0）とし、レーダービームが天頂角 θ で東に傾いている状態で、高度分解能よりも厚さの薄

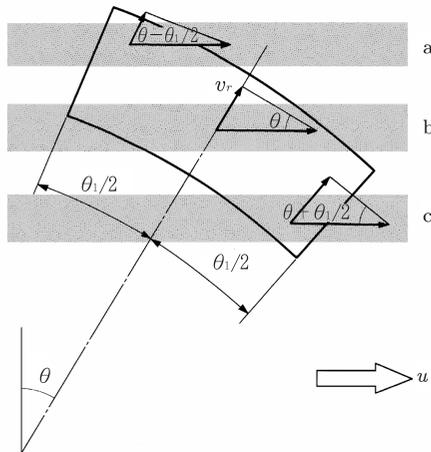


図 5.20 大気レーダーの散乱体積の鉛直断面図 (太線部)。ビーム幅 θ_1 のレーダービーム主軸が一樣な背景風 u の方向に θ 傾いている。陰影を施した部分が散乱薄層で、a、b または c のいずれかの高度にあるとする

注 36) 大気レーダーで風ベクトルを測定する代表的な手法。7.2.1 項参照。

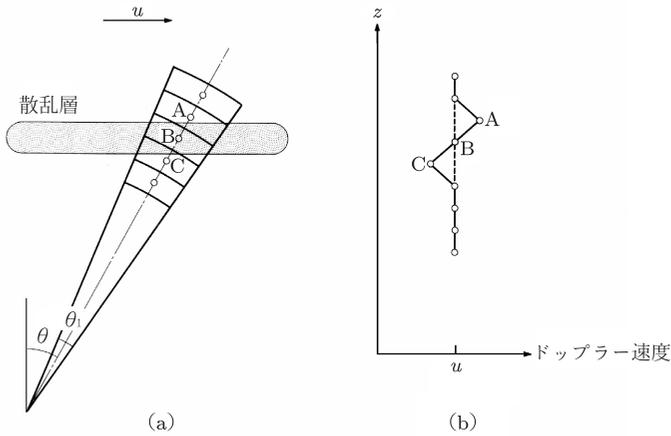


図 5.21 (a) 図 5.20 と同様。ただし散乱薄層が 3 レンジにわたって存在する。(b) 推定される水平風速の高度分布

い水平層状散乱体が存在すると仮定する。薄層が図中 b の高度に存在すれば、散乱エコーは主として散乱体積の中心付近から受信される。このとき、視線方向風速は $v_r = u \sin \theta$ となり、水平風速は $u = v_r / \sin \theta$ とほぼ正しく推定される。一方、薄層が散乱体積の端に近い a あるいは c の高度に存在する場合は、ビーム幅を θ_1 とすれば水平風速はそれぞれ $u \sin(\theta - \theta_1/2) / \sin \theta$ と $u \sin(\theta + \theta_1/2) / \sin \theta$ となり、推定風速は u と一致しない。 θ_1 が $3 \sim 4^\circ$ で $\theta = 10^\circ$ とすると、 $u = 50 \text{ m s}^{-1}$ のとき a と c の差は 20 m s^{-1} にもなり無視できない大きさである。これを有限散乱体積効果 (finite range volume effect) と呼ぶ [Fukao et al., 1988a, b]。

薄層が隣接した数レンジに渡って存在する場合は、推定される水平風速はこの効果によりレンジが増すほど大きくなる。したがって、図 5.21(a) に示すように薄層が 3 レンジ A, B, および C にある場合は、同図 (b) に示すようにレンジ A から C にかけて水平風に偽りの鉛直シヤーが生じる。シヤーの鉛直スケールは数レンジに相当する数 100 m 程度である [Fukao et al., 1988a, b]。例えば、高度分解能を 150 m として上と同じ場合について視線方向風速シヤーを算出すると $10 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ になる。これを水平風シヤーに換算すると $60 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ に相当し、実際の中層大気中には存在し得ない大きさになるため、注意が必要である。

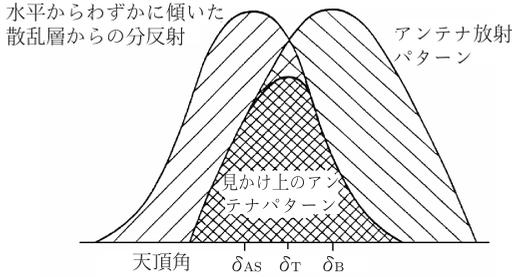


図 5.22 δ_{AS} 方向に強い分反射があるとき、50 MHz 帯大気レーダーのビーム方向 δ_B は見かけ上 δ_T 方向に傾く。Fukao and Palmer [1991] より改変

天頂角依存性効果 レーダービーム内で強い分反射があると、ビーム主軸は見掛け上その方向に引き寄せられ、そのため風速推定に系統的な誤差が生じることがある。図 5.22 は、見掛けのビーム方向がアンテナ放射パターンと散乱の天頂角依存性の合成積となることを示している [Fukao and Palmer, 1991].

例えば、散乱層が水平からわずかに傾いている場合、その垂直方向 (δ_{AS}) から強い分反射が受信され、天頂 (δ_B) に向けたビームが見掛け上 δ_T まで傾く。このため水平風の δ_T 方向への射影が鉛直流と同時に観測される。一般に水平風速は鉛直流に比べて数十倍大きいことから、この効果により分反射の卓越する下部成層圏などでは鉛直流が正確に推定できない [Palmer et al., 1991; Larsen et al., 1992].

一方、斜方ビームを比較的小さな天頂角に設定する場合、強い分反射があると同じ理由でビームが天頂方向に引き寄せられ、水平風速が実際より小さな値に推定されることがある。特に分反射が卓越する下部成層圏では天頂角度度で 20% を越える誤差を生じることが報告されている [Tsuda et al., 1986].

第6章 レーダーによる降水の観測

レーダーで測定可能な各種物理量の中で、降水強度は実用面から特に重要である。降水強度を推定するには粒径分布を知る必要がある。このため、まず単一のレーダーで得られる基本的なパラメータであるレーダー反射因子、平均ドップラー周波数、および周波数幅と、降水の特性を表す代表的な物理量である雲水量（くもみずりょう）、降水強度、および降水粒子の粒径の関係を示し、レーダー基本パラメータからこれらの降水物理量を推定する手法を述べる。前出の図 3.7 に示すように、周波数 2~3 GHz よりも高い周波数では、降水粒子のレーダー反射率が大気乱流によるものよりも大きくなる。したがって、本章の議論は気象レーダーが主対象になるが、レーダー基本パラメータと降水物理量の関係は気象レーダー、大気レーダーの両者に共通である。ただし、6.2 節で論じる高精度の粒径スペクトル分布の推定は、観測結果から背景大気の鉛直流を分離することが重要なことから、一般に大気レーダー観測の一環として行われる。次いで、気象レーダーの定量観測に大きく影響する電波の大気中での減衰について述べる。一般に大気レーダーで使用される周波数帯では、大気中での電波の減衰は小さいため、この議論は気象レーダーに固有のものといえる。本章では、さらに二重偏波レーダーや 2 波長レーダーなどのマルチパラメータレーダーを用いて、より高い精度で降水強度や粒径分布を推定する手法を述べる。

6.1 降水パラメータ

6.1.1 粒径に関するパラメータ

降水の粒径分布 降水粒子には雨滴、あられ、ひょう、雲霧などがあり、一般に使用される気象レーダーの波長は、概ねレイリー近似が成立するものが選ばれる。このとき、3.3 節で論じたようにレーダー断面積は粒径の 6 乗に比例するため、降水強度をレーダー断面積（言い換えれば、これから導かれるレーダー反射因子）の関数としてとらえる場合は、粒径分布が密接に関係する。これまで多くの粒径分

布関数が提唱されてきた．中でも一般的な粒径分布を表現するものとして次の修正ガンマ分布 (modified gamma distribution) が知られている [Ulbrich, 1983]．

$$N(D) = N_0 D^\mu \exp(-\Lambda D) \quad (6.1)$$

この分布は3種類のパラメータ N_0 , μ , および Λ に依存する．小さな粒径が卓越し，粒径が大きくなるにしたがい単調減少する分布の表現には $\mu \leq 0$ が適合する．一方，最小粒径ではない特定の粒径が支配的な場合は $\mu > 0$ がよくその分布を表現する．パラメータ N_0 は分布曲線の切片 (intercept parameter) で，粒径の単位を [m] とするとき N_0 の単位は $[\text{m}^{-1-\mu} \text{m}^{-3}]$ で表される．また Λ $[\text{m}^{-1}]$ は分布曲線の傾斜を示すパラメータ (slope parameter) である．式 (6.1) において $\mu = -2, 0, +2$ としたときの粒径分布の例を図 6.1 に示す [Ulbrich, 1983]． $\mu = 0$ の場合は

$$N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D) \quad (6.2)$$

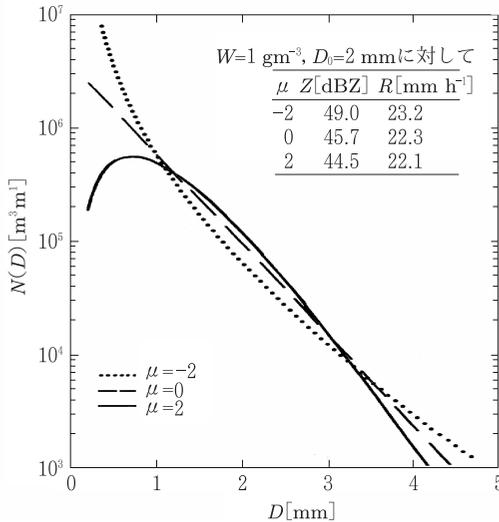


図 6.1 式 (6.1) で与えられる修正ガンマ分布．雲水量 $W = 1 \text{ g m}^{-3}$ ，雨滴の粒径分布の中央値 $D_0 = 2 \text{ mm}$ を仮定し， $\mu = -2, 0, +2$ に対する $N(D)$ を計算した例である．Ulbrich [1983] より改変

で表され、指数分布となる。粒径分布の式としてよく知られた Marshall-Palmer (M-P) 分布 [Marshall and Palmer, 1948] は、式 (6.2) の 1 例とみなすことができる。すなわち $\mu = 0$ とした指数分布で、パラメータ N_0 および Λ を次のように定めたものである。

$$N_0 = 8.0 \times 10^6 \text{ [m}^{-1}\text{m}^{-3}\text{]} \quad (6.3)$$

$$\Lambda = 4100R^{-0.21} \text{ [m}^{-1}\text{]} \quad (6.4)$$

ここで R は降水強度 [mm h^{-1}] を示す。

粒径分布の高次モーメント 降水のさまざまな物理量を表現する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

$$m_n \equiv \int_0^\infty D^n N(D) dD \quad (6.5)$$

で定義される。実際の積分範囲は D_{\min} と D_{\max} の間であるが、解析を簡単にするため、 $D_{\min} = 0$ 、 $D_{\max} = \infty$ としている。これによる誤差は実用上無視しうる範囲である [Sekhon and Srivastava, 1971]。ここで、粒径分布の表現に有用な次の数学公式を導入する [Doviak and Zrnić, 1993]。

$$\int_0^\infty x^{a-1} e^{-bx} dx = \frac{1}{b^a} \Gamma(a) \quad (6.6)$$

ただし $a > 1$ 、 $b > 1$ とする。 Γ は完全ガンマ関数 (complete gamma function) で $\Gamma(n+1) = n\Gamma(n)$ である。また n が整数のときは $\Gamma(n+1) = n!$ である。式 (6.1) を式 (6.5) に代入し、式 (6.6) を利用すると、粒径分布の n 次モーメントは完全ガンマ関数を用いて次式で表わされる。

$$m_n = N_0 \frac{\Gamma(n + \mu + 1)}{\Lambda^{n + \mu + 1}} \quad (6.7)$$

降水粒子の落下速度 大気中での降水粒子の落下速度 w_T [m s^{-1}] の表現には、数多くの式が提案されている。式 (4.41) に示したレーダー反射因子と大気密度の関数で与えられる経験式のほか、粒径 D [m] の関数として

$$w_T(D) = 9.65 - 10.3 \exp(-600D) \quad (6.8)$$

で表すこともできる [Atlas et al., 1973]. 式 (6.8) は $6 \times 10^{-4} \text{ m} < D < 5.8 \times 10^{-3} \text{ m}$ の範囲で実測値との誤差が2%未満とされる. また, より簡略化された表現として

$$w_T(D) \simeq 386.6 D^{0.67} \quad (6.9)$$

も用いられている [Atlas and Ulbrich, 1977]. 上式は $5 \times 10^{-4} \text{ m} < D < 5 \times 10^{-3} \text{ m}$ の範囲で実測値とよく合致する. なお, 落下速度は空気の抵抗を受けるため, 厳密には大気密度によって変化する. 4.3.1 項でも触れたように, 地表および測定高度における大気密度をそれぞれ ρ_{a0} および ρ_a とするとき, 落下速度 $w_T(D, \rho)$ は

$$w_T(D, \rho) = w_T(D) \left(\frac{\rho_{a0}}{\rho_a} \right)^{0.4} \quad (6.10)$$

となる. ただし, 以降は特に断らない限り式 (6.10) の大気密度による補正項は1とし, 大気密度による落下速度の変化は無いものとして議論を進める.

6.1.2 レーダー基本パラメータと粒径分布の関係

レーダー反射因子と粒径分布 レーダー反射因子は粒径分布の第6次モーメントであり, 式 (3.42) に示すように

$$Z = \int_0^{\infty} D^6 N(D) dD = m_6 = N_0 \frac{\Gamma(\mu + 7)}{\Lambda^{\mu+7}} \quad (6.11)$$

で表現される.

ドップラー速度と粒径分布 地上に置かれたレーダーで測定される鉛直方向の平均ドップラー速度 \bar{w}_d は, $w_T(D)$ を Z で重み付けした粒子の落下速度および遠ざかる方向を正とする背景風の鉛直成分 w の和として, 次式で示される^{注1)}.

$$\bar{w}_d = - \frac{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} w_T(D) D^6 N(D) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^6 N(D) dD} + w \quad (6.12)$$

注1) 慣例により, 式 (6.8) および (6.9) では落下する方向を正としている. したがって, 遠ざかる方向を正とするときは符号を逆転させることが必要である.

式 (6.7) の粒径分布の高次モーメントおよび式 (6.8) の落下速度を用いれば、式 (6.12) は次式で表現される。

$$\begin{aligned}\bar{w}_d &= -\frac{\int_0^\infty (9.65 - 10.3e^{-600D})D^6 N_0 D^\mu e^{-\Lambda D} dD}{\int_0^\infty D^6 N_0 D^\mu e^{-\Lambda D} dD} + w \\ &= -9.65 + 10.3 \left(\frac{\Lambda}{\Lambda + 600} \right)^{\mu+7} + w\end{aligned}\quad (6.13)$$

速度幅と粒径分布 速度幅 σ_w は、ドップラー速度 w_d を用いて

$$\sigma_w = (\overline{w_d^2} - \bar{w}_d^2)^{1/2} \quad (6.14)$$

で示される。背景風が無視できる場合は、式 (6.12) に式 (6.8) を代入し、さらに式 (6.7) の粒径分布の高次モーメントの表現に置き換えることによって、 σ_w を次式で表すことができる。

$$\begin{aligned}\sigma_w &= \left\{ \left(\frac{\int_0^\infty w_T^2 D^6 N(D) dD}{\int_0^\infty D^6 N(D) dD} \right) - \left(\frac{\int_0^\infty w_T D^6 N(D) dD}{\int_0^\infty D^6 N(D) dD} \right)^2 \right\}^{1/2} \\ &= 10.3 \left\{ \left(\frac{\Lambda}{\Lambda + 1200} \right)^{\mu+7} - \left(\frac{\Lambda}{\Lambda + 600} \right)^{2\mu+14} \right\}^{1/2}\end{aligned}\quad (6.15)$$

これまでの議論で、3種類のレーダー基本パラメータ、 Z 、 \bar{w}_d 、および σ_w が降水の粒径分布パラメータである N_0 、 Λ 、および μ を用いて表現できることが示された。このことから、次項以降で論じるようにレーダー観測で得られる多数の Z 、 \bar{w}_d 、および σ_w のサンプルに対して、まず最小二乗法で N_0 、 Λ 、および μ が求まる。次いでこれらの粒径分布パラメータを知ることによって、降水の特徴を示す重要な物理量である雲水量、降水強度、および粒径の中央値を求めることができる。ただしこの方法はリアルタイム処理には不向きであるため、特に実用的見地から必要性が高い降水強度推定では、経験的に得られたパラメータをもとに、簡易な変換式によることが一般に行われている。

本節では1台の単一偏波レーダーで得られる観測量をもとにしているが、送信偏波または送信周波数の異なるレーダー、すなわちマルチパラメータレーダーを用いることによって、上述の経験的な変換式による降水パラメータ推定を、より精緻に行うことが可能となる。これらの方法については6.4節で論じる。

6.1.3 降水に関する物理量

雲水量 雲水量 (cloud water content) W は単位体積中の含水量 [g m^{-3}] で、第3次のモーメントに比例する。降水粒子の密度を ρ_w [g m^{-3}] とするとき W は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} W &= \frac{\pi\rho_w}{6} \int_0^\infty D^3 N(D) dD \\ &= \frac{\pi\rho_w}{6} m_3 = \frac{\pi\rho_w N_0 \Gamma(\mu+4)}{6\Lambda^{\mu+4}} \end{aligned} \quad (6.16)$$

特に、 $\mu=0$ すなわち $N(D)$ が指数分布にしたがうとすれば、式 (6.16) は次式となる。

$$W = \frac{\pi\rho_w N_0 \Gamma(4)}{6\Lambda^4} = \frac{\pi\rho_w N_0}{\Lambda^4} \quad (6.17)$$

全降水粒子数 単位体積中の全降水粒子数 N_T [m^{-3}] は第0次のモーメントで与えられる、次式で表される。

$$N_T = \int_0^\infty N(D) dD = m_0 = N_0 \frac{\Gamma(\mu+1)}{\Lambda^{\mu+1}} \quad (6.18)$$

粒径分布の中心値 粒径分布の中心値 (mass weighted drop diameter) D_m [m] は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} D_m &= \frac{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^4 N(D) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 N(D) dD} = \frac{\int_0^\infty D^4 N_0 D^\mu e^{-\Lambda D} dD}{\int_0^\infty D^3 N_0 D^\mu e^{-\Lambda D} dD} \\ &= \frac{4+\mu}{\Lambda} \end{aligned} \quad (6.19)$$

粒径分布の中央値 雲水量 W のとき、粒径分布の中央値 (median volume diameter) は次式を満たす D_0 [m] で与えられる。

$$\frac{\pi\rho_w}{6} \int_0^{D_0} D^3 N(D) dD = \frac{1}{2} \frac{\pi\rho_w}{6} \int_0^\infty D^3 N(D) dD = \frac{W}{2} \quad (6.20)$$

$N(D)$ が指数分布にしたがう場合は、式 (6.2) および (6.17) を式 (6.20) に代入すれば

$$\int_0^{D_0} D^3 \exp(-\Lambda D) dD = \frac{3}{\Lambda^4} \quad (6.21)$$

が得られる．上式を D_0 について解くことにより次式が求められる^{注2)}．

$$D_0 = \frac{3.67}{\Lambda} \quad (6.22)$$

また， $N(D)$ が修正ガンマ分布の場合は次式となる．

$$D_0 = \frac{\mu + 3.67}{\Lambda} \quad (6.23)$$

粒径分布パラメータ 粒径分布パラメータとして D_0 は Λ よりも物理的に把握しやすいため， D_0 を用いて粒径分布を表現することを考える．まず，式 (6.23) から求める Λ を式 (6.1) に代入すると

$$N(D) = N_0 D^\mu \exp \left\{ -(\mu + 3.67) \frac{D}{D_0} \right\} \quad (6.24)$$

が得られる．同様に式 (6.16) の Λ を D_0 で置き換えれば，雲水量 W は次式で表される．

$$W = \frac{\pi \rho_w N_0}{6} \frac{\Gamma(\mu + 4) D_0^{\mu+4}}{(\mu + 3.67)^{\mu+4}} \quad (6.25)$$

降水強度 降水強度 (rainfall rate) R は，水平の単位面積を単位時間に通過 (落下) する雨の総量すなわち体積で定義される．したがって， R は単位時間当たりの降水立体の高さの単位 [m s^{-1}] を持ち，次式で表される^{注3)} [例えば Sauvageot, 1992]．

$$R = \frac{\pi}{6} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 N(D) (w_T(D) - w) dD \quad (6.26)$$

ここで $w_T(D)$ は式 (6.8) で与えた降水粒子の落下速度である．また w は上昇方向を正とする背景風の鉛直成分である．上下動のない大気中の降水粒子を地上から観測する場合は $w = 0$ と考えてよいので，式 (6.26) は

$$R = \frac{\pi}{6} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 N(D) w_T(D) dD \quad (6.27)$$

注2) 式 (6.21) を積分すれば

$$(6 + 6\Lambda D_0 + 3\Lambda^2 D_0^2 + \Lambda^3 D_0^3) \exp(-\Lambda D_0) = 3$$

となる．これを D_0 について数値的に解けば， $D_0 \simeq 3.67/\Lambda$ が得られる．

注3) 実用上，1時間当たりの高さを mm で表す [mm h^{-1}]．この場合は係数 ($10^3 \times 3600$) が掛かる．後出の式 (6.37) ~ (6.41) の R はこの単位変換後の値が用いられる．

となる．式 (6.7) の粒径分布の高次モーメントおよび式 (6.8) の落下速度を用いて式 (6.27) を表現すると

$$\begin{aligned} R &= \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} (9.65 - 10.3e^{-600D}) N_0 D^{\mu+3} e^{-\Lambda D} dD \\ &= \frac{\pi N_0}{6} \left\{ 9.65 \left(\frac{\Gamma(4+\mu)}{\Lambda^{4+\mu}} \right) - 10.3 \left(\frac{\Gamma(4+\mu)}{(\Lambda+600)^{4+\mu}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (6.28)$$

となる．

6.1.4 レーダー反射因子と降水強度

粒径分布と各種物理量の関係の一般表現 粒径分布の高次モーメントに関する一般的な表現を用いると，式 (6.1) の $N(D)$ は粒径 D およびそのほかの物理量 S を用いて

$$N(D; S) = S^\alpha g\left(\frac{D}{S^\beta}\right) = S^\alpha g(x) \quad (6.29)$$

で示される [Sempre-Torres et al., 1994; Bringi and Chandrasekar, 2001]. ただし α および β は定数， $g(x)$ は S とは独立した一般的な分布関数とする． S には雲水量 W ，降水強度 R やそのほかの粒径分布のモーメントが該当する．例えば式 (6.29) の S を W に置き換えて式 (6.16) の雲水量を表現すると

$$\begin{aligned} W &= \frac{\pi\rho_w}{6} \int_0^{\infty} D^3 N(D; W) dD = \frac{\pi\rho_w}{6} \int_0^{\infty} D^3 W^\alpha g\left(\frac{D}{W^\beta}\right) dD \\ &= \frac{\pi\rho_w}{6} W^{\alpha+4\beta} \int_0^{\infty} x^3 g(x) dx \end{aligned} \quad (6.30)$$

となる．式 (6.30) から明らかなように α と β は独立ではない．また $g(x)$ にも制約があり，この場合はそれぞれ

$$\alpha + 4\beta = 1 \quad (6.31)$$

$$\frac{\pi\rho_w}{6} \int_0^{\infty} x^3 g(x) dx = 1 \quad (6.32)$$

の条件を満足させることが必要なことが分かる．

次に式 (6.5) の n 次のモーメントを式 (6.29) を用いて表現すると

$$\begin{aligned} m_n &= \int_0^\infty D^n N(D; S) dD = \int_0^\infty D^n S^\alpha g\left(\frac{D}{S^\beta}\right) dD \\ &= S^{\alpha+\beta(n+1)} \int_0^\infty x^n g(x) dx \\ &= a_n S^{b_n} \end{aligned} \quad (6.33)$$

となる。ただし

$$a_n = \int_0^\infty x^n g(x) dx \quad (6.34)$$

$$b_n = \alpha + \beta(n+1) \quad (6.35)$$

とする。 S の物理量として降水強度 R を用いれば、粒径分布の第 6 次のモーメントによって式 (6.11) で与えられるレーダー反射因子 Z と R は、式 (6.33) によって次のように関係付けられる。

$$Z = a_6 R^{b_6} \quad (6.36)$$

降水強度とレーダー反射因子の関係 式 (6.36) から R を得るためには粒径分布と粒子数を知ることが必要であるが、実際の降水の粒径分布は現象ごとに異なり、 Z のみで R を確定することはできない。このため、降雨の場合も、多数の降雨例をもとに経験的に a_6 および b_6 の値 (雨滴定数) を求める試みが長年にわたって続けられてきた。例えば Battan [1973] は各種の降雨に対して 69 例の Z - R 関係を導いている。図 6.2 はこの関係を図示したものである。これらの試みでは、 a_6 および b_6 を定数として扱い、降雨の種類によって一定の値で代表させる。最も一般的に用いられるのは、前出の M-P 分布をもとに、層状雲による降雨 (層状性降雨; stratiform rain) に対して導かれた

$$Z = 200 R^{1.6} \quad (6.37)$$

である [Marshall et al., 1955]。ここで Z の単位は $[\text{mm}^6 \text{m}^{-3}]$ 、 R の単位は $[\text{mm h}^{-1}]$ である。我が国の気象庁ではこの関係式をエコー強度の尺度としている。雷雨などの対流雲や台風による降雨に対する Z - R 関係の例に、次式がある [Sekhon and Srivastava, 1971; Jorgensen and Willis, 1982]。

$$Z = 300 R^{1.35} \quad (6.38)$$

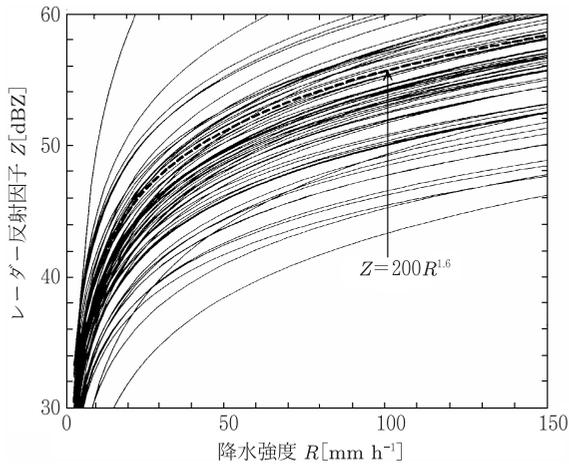


図 6.2 Battan [1973] により得られた各種の降雨に対する Z-R 関係. Battan [1973] より改変

また、米国の代表的な気象ドップラーレーダー WSR-88D(NEXRAD)^{注4)}では

$$Z = 300R^{1.4} \quad (6.39)$$

が用いられている. この式をレーダー反射因子を用いて降水強度を表す形に変換すれば次式となる.

$$R = 0.017Z^{0.714} \quad (6.40)$$

降雪に対しては、異なる場所での一連の観測から導かれた例として次式がある [Sekhon and Srivastava, 1970].

$$Z = 1780R^{2.21} \quad (6.41)$$

6.2 粒径分布の推定

粒径分布の推定では、観測結果から背景大気の影響を分離することが必要である. このため、一般により精度の高い推定結果は鉛直流を直接測定しうる大気

注4) 詳細は 9.2.5 項を参照.

レーダー観測によって得られる。本節では大気レーダーを用いて離散分布型標的である降水粒子の粒径分布を推定する手法について述べる [例えば Wakasugi et al., 1986; Sato, et al., 1990].

降水粒子のパワースペクトル 式 (3.78) に示した分布型標的のレーダー方程式をパワースペクトルの形式で表現すると次式となる^{注 5)}。

$$S_p(v)dv(D) = CD^6N(D)dD \quad (6.42)$$

ここで、 D は降水粒子の粒径、 $v(D)$ は粒径 D の降水粒子によるドップラー速度、 $S_p(v)$ はドップラー速度成分が $v(D)$ のパワースペクトル、 $N(D)$ は粒径分布である。また、 C はレーダー諸元などによって決定される定数である。したがって、降水粒子のパワースペクトルは次式で表される。

$$S_p(v) = CD^6N(D) / \left[\frac{dv(D)}{dD} \right] \quad (6.43)$$

一方、大気乱流の散乱パワースペクトル $S_t(v)$ は、ガウス分布型関数を用いて式 (5.135) で近似される。実際にレーダーで観測されるパワースペクトル $S(v)$ は大気乱流、降雨、雑音などが加え合わさった

$$S(v) = S_t(v) + S_p(v) * S_0(v) + S_N \quad (6.44)$$

である。ここで $S_0(v)$ は $S_t(v)$ を正規化した関数

$$S_0(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp \left[-\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma_v^2} \right] \quad (6.45)$$

で、 S_N は雑音のパワースペクトルである。また $*$ は重畳積分を示す。実際の観測では FFT 時のデータ長が有限であるため、 $S(v)$ と FFT の窓関数^{注 6)} $W(v)$ の重畳積分である

$$S'(v) = S(v) * W(v) \quad (6.46)$$

が観測される。図 6.3 にこのプロセスの模式図を示す。(a) は降水粒子のパワースペクトル、(b) は大気乱流のパワースペクトル、(c) は雑音のパワースペクトル

注 5) レーダー方程式は離散分布型、連続分布型のいずれを用いても良い。3.4.2 項で論じたように、両者の方程式は本質的に同一である。

注 6) 窓関数については 8.4.5 項で述べる。

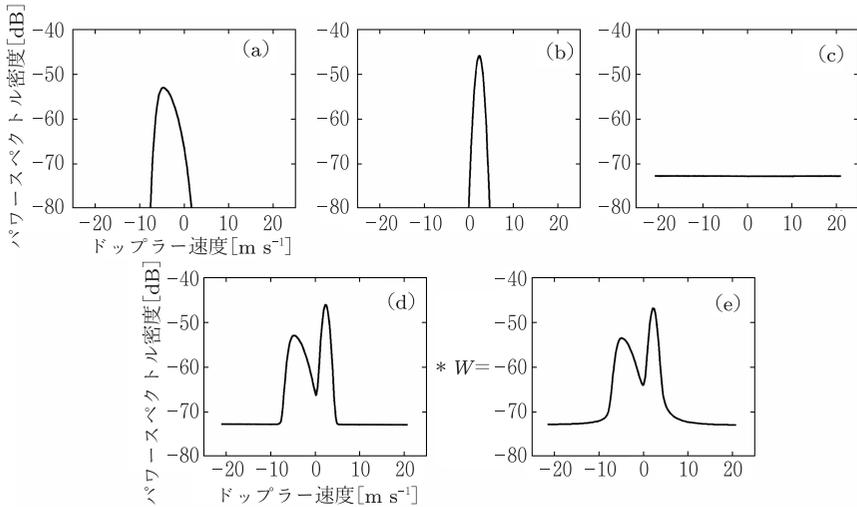


図 6.3 散乱パワースペクトルの模式図. (a) 降水粒子成分, (b) 大気乱流成分, (c) 雑音成分. (d) は (a) ~ (c) が重畳されたパワースペクトル, (e) は (d) に対して FFT の窓関数が重畳積分された結果を示す

ルである. また, (d) は (a) ~ (c) が重畳されたパワースペクトルで, 式 (6.44) の $S(v)$ に対応する. (e) は (d) に対して FFT の窓関数が重畳積分された結果で, 式 (6.46) の $S'(v)$ に対応する.

式 (6.46) の $S'(v)$ は, 背景大気に関するパラメータであるエコー強度, 風速の鉛直成分, 速度幅に加えて 6.1.1 項で論じた降水粒径分布に関するパラメータである N_0 , Λ , μ , 落下速度, および雑音の 8 個のパラメータで決定される. これらのパラメータ推定には, 観測されたパワースペクトル S_{obs} の対数 ($\log S_{\text{obs}}$) に, 式 (6.46) の理論値の対数 ($\log S'(v)$) を非線形最小二乗法を用いてフィッティング^{注 7)} する手法を用いることが多い. まず μ を固定して残りの 7 個のパラメータでフィッティングし, 誤差が最小となるパラメータを推定する. 続いて μ を順次変化させ, 上と同様のフィッティングを行い, 最終的にフィッティングの最小二乗誤差が最小となるパラメータの組み合わせを最適な推定値とする [Wakasugi et al., 1986].

注 7) フィッティングについては 5.5.6 項を参照.

6.3 大気中での電波の減衰

電波が大気中を伝搬する経路上で、大気中のさまざまな要因によって電力が減衰する。減衰は大気の状態と周波数に大きく依存する。詳細を以下で論じるように、大気レーダーで一般的に使用される 3 GHz 以下の周波数の電波では減衰率が比較的小さい。また、大気レーダーは上空に電波を発射して観測を行うため、電波が大気密度の高い領域を伝搬する距離に限られる。したがって、大気レーダーの場合は大気中での電波の減衰をほぼ無視して良い。一方、気象レーダーは比較的減衰率の高い数 GHz~95 GHz 程度の周波数の電波を用いる。また、地表近傍の平面分布観測に用いられることが多い。このため、大気中での減衰は観測範囲を制限する大きな要因になる。特にミリ波などの高い周波数では減衰の影響が顕著に現れるため、注意が必要である。

6.3.1 減衰係数

電力 P に対して、減衰率 k を次式で定義する^{注 8)}。

$$\frac{dP}{dr} \equiv -kP \quad (6.47)$$

k は、電波が単位距離を伝搬する際の減衰 [m^{-1}] である。なお、ここでは簡単のため受信電力が $1/r^2$ に比例して減じる効果は考慮していない。式 (6.47) を積分すれば、任意の距離 r_2 での電力 $P(r_2)$ は次式で示される。

$$P(r_2) = P(r_1) \exp\left(-\int_{r_1}^{r_2} k dr\right) \quad (6.48)$$

ただし、 r_1 、 $P(r_1)$ はそれぞれ基準点の距離および電力である。式 (6.48) の対数を取れば、

$$\ln \frac{P(r_2)}{P(r_1)} = -\int_{r_1}^{r_2} k dr \quad (6.49)$$

注 8) 3.3.4 項で触れたように、 k は複素屈折率 m_k の虚数部である k_a と真空中の波数 k_0 の積で示される電波の振幅の減衰率の 2 倍になる。

となる．通常，減衰係数は単位距離当たりの減衰量 K [dB km^{-1}] で表現されるため，距離および自然対数と常用対数の変換を行えば，

$$10 \log \frac{P(r_2)}{P(r_1)} = \frac{10}{\ln 10} \ln \frac{P(r_2)}{P(r_1)} = -4.34 \times 10^3 \int_{r_1}^{r_2} k \, dr = - \int_{r_1}^{r_2} K \, dr \quad (6.50)$$

$$K = 4.34 \times 10^3 k \quad [\text{dB km}^{-1}] \quad (6.51)$$

となる．式 (6.50) で示されるのは片道の減衰量であるが，通常，レーダー電波の伝搬は往復になるため，実際の減衰量は2倍することが必要になる．単位距離当たりの全減衰量は大気および水滴による減衰量の加算値として扱える．

大気中で，レーダー電波の波長域において実用上考慮すべき減衰の要因は，5.1.2項で触れたように，酸素と水蒸気による特定波長における共鳴吸収である [Van Vleck, 1947a, b]．一方，水滴による減衰の要因は，個々の降水粒子が電波を吸収，散乱することである．これらによる減衰量は降水粒子の大きさと波長で決まり，波長の変化に対して連続的に変化する．詳細を6.3.3項で論じるように，先に3.3.4項および3.3.5項で述べた全断面積 σ_t がその減衰量を定める．

6.3.2 大気による減衰

3 cm よりも長い波長 (10 GHz 以下の周波数) では大部分が酸素による減衰であり，減衰係数は周波数の変化によらず概ね一定で 0.01 dB km^{-1} 程度である．これ以上の周波数では，水蒸気による減衰が増大するほか，酸素，水蒸気のいずれも特定の周波数帯で非常に大きな減衰を生じる．所定区間での大気による電波の減衰は，酸素による減衰と水蒸気による減衰の和で表される．大気による減衰係数 K_a [dB km^{-1}] は酸素の減衰係数 K_o [dB km^{-1}] および水蒸気の減衰係数 K_w [dB km^{-1}] の和，すなわち $K_a = K_o + K_w$ となる．

これまでに大気による減衰係数を計算する各種のモデルが提唱されている．大気による減衰は大気圧，大気温度，水蒸気密度などに依存するため，これらを厳密に評価する手法として分光学的研究に基づいた ITU (国際電気通信連合) -R 計算モデル [ITU-R, 2001]，1000 GHz までの周波数に対して大気圧，大気温度，湿度および電波伝搬経路上に浮遊する降水粒子を考慮して減衰量を計算する MPM (millimeter-wavelength propagation model) [Liebe, 1985] などがある．一方，適

用条件は限定されるものの、標準的な大気圧と大気温度に対する CCIR^{注9)} による簡易式 [CCIR, 1991] もある。いずれの手法も実際のレーダー計測の目的からは十分な精度での計算が可能のため、以下では CCIR による簡易式を示し、MPM は比較のために計算結果のみを図示することとする。

酸素による減衰 酸素による減衰は酸素分子の磁気モーメントと電波の磁氣的相互作用によって生じ、60 GHz 付近に多くの電波の吸収帯があるほか、118 GHz に孤立した吸収帯がある。CCIR による簡易式では、周波数 f [GHz]、大気温度 15 °C、大気圧 1013 hPa のときの酸素の減衰係数 K_o [dB km⁻¹] が次の各式で与えられる。すなわち、 $f \leq 57$ GHz では

$$K_o = \left\{ 7.19 \times 10^{-3} + \frac{6.09}{f^2 + 0.227} + \frac{4.81}{(f - 57)^2 + 1.50} \right\} f^2 \times 10^{-3} \quad (6.52)$$

また、 $63 \text{ GHz} \leq f \leq 350 \text{ GHz}$ では

$$K_o = \left\{ 3.79f \times 10^{-7} + \frac{0.265}{(f - 63)^2 + 1.59} + \frac{0.028}{(f - 118)^2 + 1.47} \right\} \times (f + 198)^2 \times 10^{-3} \quad (6.53)$$

である。本手法と MPM による酸素の減衰係数の計算結果を図 6.4(a) に示す。

水蒸気による減衰 水蒸気による減衰は水蒸気分子の電気モーメントと電波の相互作用によって生じ、22.5 GHz および 183.3 GHz に孤立した電波の吸収帯がある [Ulaby et al., 1981]。CCIR による簡易式では、 $1 \leq f \leq 350$ GHz、大気温度 15 °C、大気圧 1013 hPa での水蒸気の減衰係数 K_w [dB km⁻¹] が次式で与えられる。

$$K_w = \left\{ 0.050 + 0.0021\rho_v + \frac{3.6}{(f - 22.2)^2 + 8.5} + \frac{10.6}{(f - 183.3)^2 + 9.0} + \frac{8.9}{(f - 325.4)^2 + 26.3} \right\} f^2 \rho_v \times 10^{-4} \quad (6.54)$$

ここで、 ρ_v は水蒸気密度 [g m⁻³] である。本手法と MPM による水蒸気の減衰係数の計算結果を図 6.4(b) に示す。

注 9) International Radio Consultative Committee (国際無線通信諮問委員会) の略

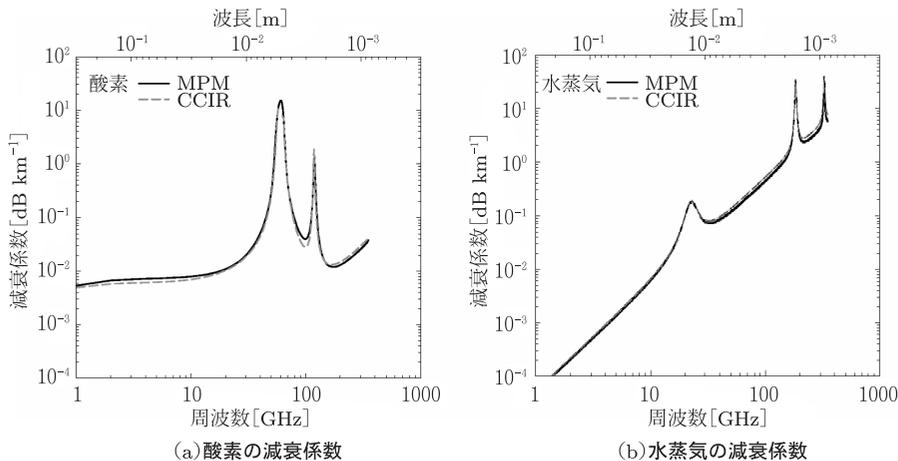


図 6.4 大気中の酸素と水蒸気による電波の減衰

6.3.3 水滴による減衰

水滴によるレーダー電波の減衰は、雲による減衰と降水による減衰の和で表される。水滴の減衰係数 K_h [dB km^{-1}] は雲の減衰係数 K_c [dB km^{-1}] および降水の減衰係数 K_r [dB km^{-1}] の和，すなわち $K_h = K_c + K_r$ となる。前出の全断面面積 σ_t は，単一粒子が電力の減衰を生じさせる面積である。したがって，減衰率は単位距離におけるすべての σ_t の和 ($\sum \sigma_t$) で与えられる。式 (6.51) に従えば， K_h は

$$K_h = 4.34 \times 10^3 \sum \sigma_t = 4.34 \times 10^3 (\sum \sigma_s + \sum \sigma_a) \text{ [dB km}^{-1}] \quad (6.55)$$

で示される。

雲による電波の減衰 雲粒は粒子径 $100 \mu\text{m}$ 以下の水滴または氷粒子であり，通常のレーダー周波数帯ではレイリー近似 ($\pi D/\lambda \ll 1$) が成立する。このとき，3.3.5 項で述べたように， $\sigma_s \ll \sigma_a$ であり， σ_s は無視できる。したがって，式 (6.55) および (3.65) から K_c は

$$K_c = 4.34 \times 10^3 \sum \sigma_a = 4.34 \times 10^3 \left\{ \frac{\pi^2}{\lambda} (\sum D^3) \text{Im} | -K | \right\} \text{ [dB km}^{-1}] \quad (6.56)$$

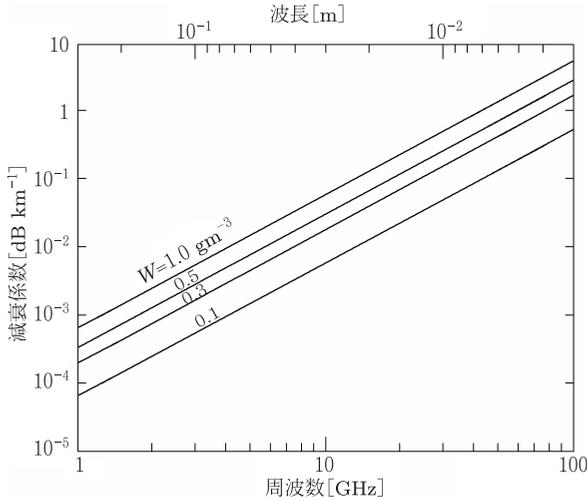


図 6.5 異なる含水量 W の雲による減衰係数の周波数依存性. 15°C の場合

で示される. Benoit [1968] の経験式によれば, 雲水量 W [g m^{-3}], レーダー周波数 f [GHz] のときの K_c は次の各式で示される. すなわち, 水雲および霧に対しては

$$K_c = f^{a_1} \exp\{a_2(1 + a_3T)\} W \quad (6.57)$$

である. 一方, 氷雲の場合は

$$K_c = f^{b_1} \exp\{b_2(1 + b_3T + b_4T^2)\} W \quad (6.58)$$

となる. ここで T は大気温度 [$^\circ\text{C}$] で, 定数 a および b は次の各値を取る.

$$a_1 = 1.95, a_2 = -6.866, a_3 = 4.5 \times 10^{-3}$$

$$b_1 = 1.006, b_2 = -8.261, b_3 = -1.767 \times 10^{-2}, b_4 = -4.374 \times 10^{-4}$$

大気温度 15°C のときの各種雲水量の雲による電波の減衰係数を計算した例を図 6.5 に示す.

降水による電波の減衰 降水による減衰には, σ_s および σ_a が共に関係する. したがって, 降水による減衰率 k_r [m^{-1}] は, $N(D)$ [m^{-4}] および全断面積 $\sigma_t(D)$

$[m^2]$ を用いて、次式で表現される [例えば Doviak and Zrnić, 1993].

$$k_r = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D)\sigma_t(D)dD \quad (6.59)$$

ここで、 D は粒径で、 D_{\min} および D_{\max} はそれぞれ径の分布の最小値と最大値である。また、式 (6.51) および (6.59) から、降水の減衰係数 K_r は次式で与えられる。

$$K_r = 4.34 \times 10^3 \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D)\sigma_t(D)dD \quad [dB \text{ km}^{-1}] \quad (6.60)$$

実際の減衰係数を求める計算では、式 (6.60) には 6.1.1 項で述べた粒径分布 $N(D)$ が含まれているため、この分布を求めることと同時に K_r を求めることは容易でない。このため、 K_r を降水強度 R [mm h^{-1}] および定数 a, b を用いて

$$K_r = aR^b \quad (6.61)$$

の形で表現するのが一般的である [Gunn and East, 1954; Hitschfeld and Bordan, 1954]。 a, b は周波数と大気温度に依存する。表 6.1 に各種の波長に対する代表的な値を示す [Wexler and Atlas, 1963]。1~1.5 mm 以下の粒径で生じる指数分布からの差異を補正するために、同表に示す修正 M-P 分布 (modified M-P distribution) が用いられることもある。表 6.1 に基づいて降水の減衰係数を計算した例を図 6.6 に示す。

表 6.1 異なる波長に対する電波の減衰係数 K_r [dB km^{-1}] の降水強度 R [mm h^{-1}] 依存性。Wexler and Atlas [1963] より改変

波長 [cm]	M-P (0°C)	修正 M-P (0°C)	Gunn-East (18°C)
10	0.0007R~0.0009R	0.00082R	0.0003R
5.7	—	—	0.0022R ^{1.17}
5.5	0.003R~0.004R	0.0031R	—
3.21	0.011R ^{1.15}	0.013R ^{1.15}	0.0074R ^{1.31}
1.24	0.117R ^{1.07}	0.13R ^{1.07}	0.12 R ^{1.06}
0.86	0.27R	0.31R	—
0.62	0.37R~0.50R	0.52R	—

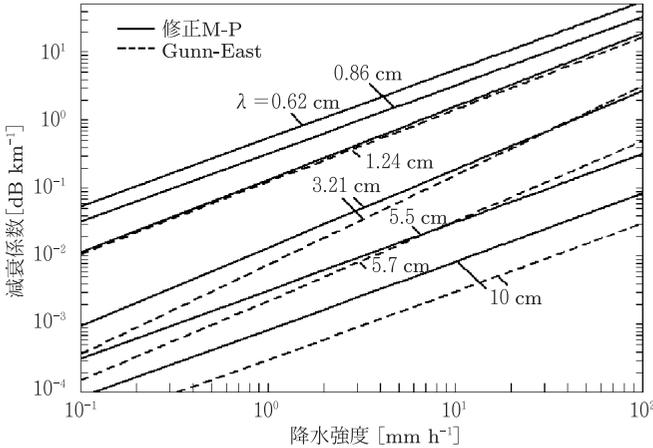


図 6.6 異なる波長に対する減衰係数の降水強度依存性

6.4 マルチパラメータレーダー

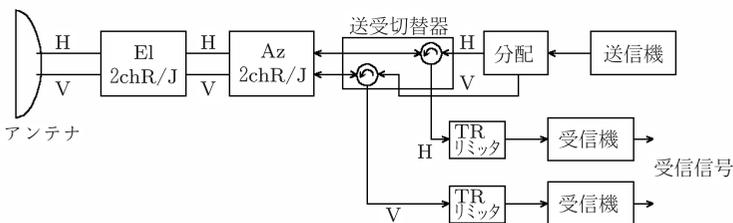
式 (6.37) ~ (6.41) で述べた雨滴定数は、いずれも代表的な値である。ところが、図 6.2 に示すように、1 つの Z に対して R は大きな幅を持つため、粒径分布が時々刻々変化していく実際の降水に対して、単一の Z - R 関係を適用するには無理がある。すなわち、レーダー反射因子 Z の単独測定によって R を高い精度で推定することは難しい。また、粒径分布は通常 2 個または 3 個のパラメータを用いた関数によって近似的に表されることが多い。このため、本節で述べるマルチパラメータレーダーで同時に 2 個以上のパラメータを測定することにより、降水強度の推定精度を向上できる。代表的な手法として提案されているのが、複数偏波を用いる多偏波法 (multi-polarization method) および複数の波長の電波を用いて測定する多波長法 (multi-wavelength method) である。

6.4.1 二重偏波の生成

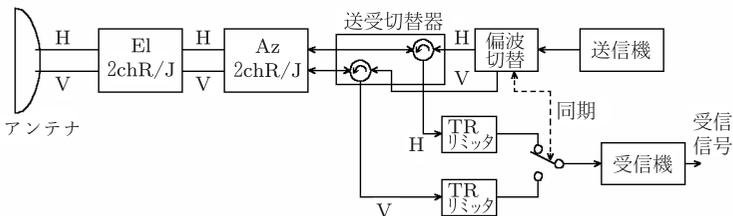
降雨や雲霧などの降水粒子は基本的に粒子構造をしており、その形態、すなわち形状 (shape)、粒子の向き (orientation) などがこれらの粒子を特徴付けている。単一偏波のレーダーで送受信する場合は、後方散乱信号から粒子の形態に関する

情報を得ることはできない。一方、偏波による散乱特性の違いは標的の形状や粒子の向きなどのパラメータに直接依存するため、複数の偏波を用いれば、形状や粒子の向きに関する情報を得ることができる。こうしたことから、降水粒子の形態に関する情報を得る手段として複数の偏波によるレーダー観測が導入された。

通常の気象レーダーは固定した単一の偏波を送受信する。これに対し、二重偏波レーダーには、直線偏波を用いて水平および垂直の各偏波の送受信を同時に行う方式、水平、垂直の偏波を単一または一定数の送信パルスごとに交互に切り替える方式、右旋と左旋の2つの円偏波を用いて同様の動作をさせる方式などがある。直線偏波を用いる方式を例に、二重偏波レーダーの基本構成を図6.7に示す。(a)は水平、垂直の偏波を同時送受信する場合のもので、送信機の出力が2分配された後、水平・垂直偏波共用のアンテナから両偏波が同時に放射される。対象標的からの後方散乱波も、水平および垂直で同時に受信処理される。また、同図(b)では水平偏波および垂直偏波が交互に切り替えて送受信される。(a)では両偏波による観測結果に同時性が確保されるが、各偏波の送信出力は、(b)の1/2になることに注意が必要である。一方、(b)では各偏波のサンプル数は(a)の1/2



(a)水平偏波, 垂直偏波を同時送受信



(b)水平偏波, 垂直偏波を交互に切り換えて送受信

図 6.7 二重偏波レーダーの基本構成。図中の2chR/Jは2チャンネルロータリージョイントを、E1およびAzはそれぞれ仰角および方位角方向を示す。

となる。

後方散乱行列 (backscattering matrix) 2.1.2 項で論じたように、一般の偏波状態は大きさおよび位相の異なる水平偏波と垂直偏波の合成、または大きさおよび位相の異なる右旋および左旋の円偏波の合成された楕円偏波と見なすことができる。対象標的からの散乱波の特性は、散乱体積内の粒子の分布、形状、方向、および誘電率などによって決まる。散乱波を水平偏波および垂直偏波の合成によるとすると、アンテナ点での後方散乱 (受信) 電界 \mathbf{E}^b は入射 (送信) 電界 \mathbf{E}^i と直線偏波の後方散乱行列 \mathbf{s} により、次式のように表すことができる。

$$\begin{bmatrix} E_h \\ E_v \end{bmatrix}^b = \mathbf{s} \begin{bmatrix} E_h \\ E_v \end{bmatrix}^i \frac{e^{-jk_r}}{r} \quad (6.62)$$

ただし

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} s_{hh} & s_{hv} \\ s_{vh} & s_{vv} \end{bmatrix} \quad (6.63)$$

とする。ここで、 k は波数 ($k = 2\pi/\lambda$) を、 r はレーダーと標的の間の距離を示す。電界ベクトルや行列要素の添字のうち h は水平偏波を、 v は垂直偏波を示す。また第 1 添字は散乱電界の偏波を、第 2 添字は入射電界の偏波を示す。

さて、前出の図 6.7 は送信偏波と同一の偏波を受信するレーダー構成を述べたものであるが、後方散乱行列要素は以下のように取得される。すなわち同図 (a) では、二偏波の分配時に一方の偏波の送信を遮断する。例えば、垂直偏波の送信を遮断すれば受信側の H ポートに s_{hh} 、V ポートに s_{vh} 、一方、水平偏波の送信を遮断すれば受信側の V ポートに s_{vv} 、H ポートに s_{hv} の後方散乱が現れる。ただし、それぞれの要素が得られる時間は全観測時間の $1/2$ である。また、同図 (b) では、送信時の偏波切替と受信機への接続ポートの選択を 1 対 1 で同期させずに、例えば水平偏波を 2 回送信する間に受信ポートを水平、垂直偏波へ交互に切り替えれば、対応して s_{hh} および s_{vh} の後方散乱信号が得られる。この場合は、それぞれの要素が得られる時間は全観測時間の $1/4$ となる。

散乱波を右旋円偏波と左旋円偏波の合成によるとみるときは、式 (6.63) の \mathbf{s} を円偏波の後方散乱行列 \mathbf{s}_c に置き換えて表現することができる。 \mathbf{s}_c は

$$\mathbf{s}_c = \begin{bmatrix} s_{rr} & s_{rl} \\ s_{lr} & s_{ll} \end{bmatrix} \quad (6.64)$$

で与えられ、行列の要素の添字のうち r は右旋円偏波を、 l は左旋円偏波を示す。また \mathbf{s} と \mathbf{s}_c の各成分には次の関係がある。

$$s_{rr} = \frac{1}{2}(s_{vv} - s_{hh} - j2s_{vh}) \quad (6.65)$$

$$s_{ll} = \frac{1}{2}(s_{vv} - s_{hh} + j2s_{vh}) \quad (6.66)$$

$$s_{rl} = s_{lr} = \frac{1}{2}(s_{vv} + s_{hh}) \quad (6.67)$$

単位入射電界に対する個々の降水粒子による散乱を考えると、レーダーからの距離 r_n にある n 番目の粒子による後方散乱受信信号電圧 v_{ij} は、散乱パラメータ s_{ij} を用いて

$$v_{ij}(\mathbf{r}_n) = s_{ij}(n)F(\mathbf{r}_n) e^{-j2kr_n} \quad (6.68)$$

で示される。ここで $F(\mathbf{r})$ は比例係数で、距離依存性、減衰、システム定数などで定まる。散乱体積全体の受信信号 V_{ij} はその総和であり、

$$V_{ij}(r) = \sum_n s_{ij}(n)F(\mathbf{r}_n) e^{-j2kr_n} \quad (6.69)$$

で与えられる。5.3.2 項で触れたように位相 $2kr_n$ は $0 \sim 2\pi$ の間に一様に分布するため、 $V_{ij}(r)$ の平均値は 0 になる。さて、 $V_{ij}(r)$ とその複素共役の積で与えられる 2 次モーメント $\langle V_{ij}V_{kl}^* \rangle$ は降水粒子のさまざまな特性と関連するパラメータとして注目されている。式 (6.69) から、 $\langle V_{ij}V_{kl}^* \rangle$ は

$$\begin{aligned} \langle V_{ij}V_{kl}^* \rangle &= \left\langle \sum_n \sum_m \{s_{ij}(n)s_{kl}^*(m)e^{-j2k(r_n-r_m)}F(\mathbf{r}_n)F^*(\mathbf{r}_m)\} \right\rangle \\ &= \sum_n \langle \{s_{ij}(n)s_{kl}^*(n)\} |F(\mathbf{r})|^2 \rangle \\ &= \int \langle n(r)s_{ij}s_{kl}^* \rangle |F(\mathbf{r})|^2 dV \end{aligned} \quad (6.70)$$

で表される [Jameson, 1985; Doviak and Zrnić, 1993]。ここで $\langle * \rangle$ は期待値 (expectation) を示す。 $n(r)$ は位置 r における単位体積当たりの粒子の大きさの分布 (分布密度) を表しており、これが期待値記号 $\langle \rangle$ の中に入っている場合には、粒形分布に応じた粒子数の重みを考慮した期待値を示すこととする。なお、距離に依存しない場合は、以降 $n(r)$ を単に n で表す。

式 (6.70) で示される 2 次モーメント $\langle V_{ij}V_{kl}^* \rangle$ は一般に 4 行 4 列の共分散行列で表される. 一方, V_{ij} は V_{ji} と可逆 (reciprocal)^{注 10)} であることを考慮すると, この共分散行列は 3 行 3 列となり [Borgeaud et al., 1987], 行列の各要素は次式で表される [Doviak and Zrnić, 1993].

$$\begin{aligned} & \langle n|s_{hh}|^2 \rangle \quad \langle ns_{hv}s_{hh}^* \rangle \quad \langle ns_{vv}s_{hh}^* \rangle \\ & \langle ns_{hh}s_{hv}^* \rangle \quad \langle n|s_{hv}|^2 \rangle \quad \langle ns_{vv}s_{hv}^* \rangle \\ & \langle ns_{hh}s_{vv}^* \rangle \quad \langle ns_{hv}s_{vv}^* \rangle \quad \langle n|s_{vv}|^2 \rangle \end{aligned} \quad (6.71)$$

気象レーダーは, 水平方向から天頂に近い仰角までの広い範囲で運用されることが多いため, 垂直, 水平の 2 種類の直線偏波を組み合わせて, 同時にいくつかの気象パラメータを得ることができる. また, 大気レーダーの場合は天頂付近の観測に限定されるため, 単一の直線偏波, または円偏波を用いた観測が一般的である. 偏波レーダーの観測によって得られるパラメータを用いて, 次節で述べるように, 降水粒子に関する各種の特性を示すことができる.

6.4.2 偏波パラメータの特性

一般にレーダーで観測される偏波パラメータには, 後方散乱によるものと伝搬によるものがある. 本節では, まず後方散乱信号の共分散行列の各要素と, レーダー反射因子差 Z_{DR} , 直線偏波抑圧比 LDR の関係を述べ, 次いで伝搬によるパラメータである伝搬位相差変化率 K_{DR} などの関係を述べる. また, これらを用いて降水強度などの降水パラメータを推定する方法を論じる.

偏波と後方散乱信号の共分散行列 式 (6.70) により, 例えば水平偏波の入射波に対する水平偏波成分のみの散乱電力などを求めることができる. これと 3.3 節における後方散乱断面積の議論から, 単位体積当たりの散乱断面積で定義されるレーダー反射率 η を共分散行列の各要素と関連付けることができる. 例えば入射電界と散乱電界がいずれも同じ水平偏波あるいは垂直偏波の場合, 両者の関係は

注 10) モノスタティックレーダーの場合, 垂直偏波で送信され, 標的から後方散乱されて水平偏波で受信される際の電界強度は, 水平偏波で送信され, 同じ標的から後方散乱されて垂直偏波で受信される際の電界強度に等しい. これを可逆定理 (reciprocity theorem) と呼んでいる.

それぞれ次の各式で示される。

$$\eta_{hh} = 4\pi \langle n |s_{hh}|^2 \rangle \quad (6.72)$$

$$\eta_{vv} = 4\pi \langle n |s_{vv}|^2 \rangle \quad (6.73)$$

もし降水粒子が完全な球形とすると、

$$\eta = 4\pi \langle n |s|^2 \rangle \quad (6.74)$$

となる。ただし $s \equiv s_{hh} = s_{vv}$ である。また、式 (6.72) および (6.73) に式 (3.67) を代入すれば、レーダー反射因子 Z は共分散行列の成分を用いて次の各式で示される。

$$Z_{hh} = \frac{4\lambda^4}{\pi^4 |K_w|^2} \langle n |s_{hh}|^2 \rangle \quad (6.75)$$

$$Z_{vv} = \frac{4\lambda^4}{\pi^4 |K_w|^2} \langle n |s_{vv}|^2 \rangle \quad (6.76)$$

さらに、垂直偏波の入射電界に対する水平偏波の散乱電界によるレーダー反射率 η_{hv} および水平偏波の入射電界に対する垂直偏波の散乱電界によるレーダー反射率 η_{vh} は、共分散行列の成分を用いて次式で表される。

$$\eta_{hv} = \eta_{vh} = 4\pi \langle n |s_{hv}|^2 \rangle \quad (6.77)$$

レーダー反射因子差 水平偏波と垂直偏波のレーダー反射因子差 (differential reflectivity) Z_{DR} は、式 (6.72), (6.73), (6.75), および (6.76) を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned} Z_{DR}[\text{dB}] &= 10 \log \left(\frac{Z_{hh}}{Z_{vv}} \right) \\ &= 10 \log \left(\frac{\eta_{hh}}{\eta_{vv}} \right) = 10 \log \left(\frac{4\pi \langle n |s_{hh}|^2 \rangle}{4\pi \langle n |s_{vv}|^2 \rangle} \right) \end{aligned} \quad (6.78)$$

Z_{DR} は水平および垂直偏波に対する粒子形状、すなわち粒子の縦横径の比に依存するパラメータとみることができ、一般に降水粒子は落下時の空気抵抗を受けて横長の扁平な形状になり、直径が大きくなるほど扁平度が增大する。したがって、降水標的に対する Z_{DR} は通常は正になる。その値は一般に気象レーダーで使用される 2.8 GHz \sim 9.5 GHz 程度の周波数では最大で 4 dB 程度である^{注 11)}。

注 11) 後出の表 6.2 に示すように、氷晶では最大 5 dB 程度になることがある。

また最大径は 6~8 mm 程度で、この大きさを越えると粒子は複数のより小さい径の粒子に分裂する。一方、雪やあられの場合は、径の大小によって扁平度が大きく変化することはない。これらの点から、レーダー反射因子差は降水粒子の形態判別や粒径分布の情報を得ることに有効とされ、降水強度推定精度の向上に効果がある [Seliga and Bringi, 1976]。粒子形状をパラメータとする降水強度推定については、後出の 6.4.4 項で述べる。

直線偏波抑圧比 直線偏波抑圧比 (linear depolarization ratio; LDR) は、式 (6.72), (6.73), (6.75), および (6.76) を用いて次の各式で示される。

$$\text{LDR}_{\text{hv}}[\text{dB}] = 10 \log \left(\frac{Z_{\text{hv}}}{Z_{\text{vv}}} \right) = 10 \log \left(\frac{4\pi \langle n |s_{\text{hv}}|^2 \rangle}{4\pi \langle n |s_{\text{vv}}|^2 \rangle} \right) \quad (6.79)$$

$$\text{LDR}_{\text{vh}}[\text{dB}] = 10 \log \left(\frac{Z_{\text{vh}}}{Z_{\text{hh}}} \right) = 10 \log \left(\frac{4\pi \langle n |s_{\text{hv}}|^2 \rangle}{4\pi \langle n |s_{\text{hh}}|^2 \rangle} \right) \quad (6.80)$$

式 (6.79) の右辺分母は、垂直偏波の送信に対して垂直偏波で受信した後方散乱電力を示す。一方、分子は垂直偏波の送信に対して水平偏波で受信される後方散乱電力を示す。式 (6.80) は水平偏波を送信した場合のものである。このように、LDR は、二重偏波レーダーの送受信において、送信偏波と同一偏波の後方散乱電力とこれに直交する偏波によって生じる後方散乱電力の比を示す。扁平な粒子が落下するとき、LDR は扁平度および主軸の傾きの度合いに依存する。

LDR は、氷粒の形状や方向などの定性的な判別の指標ととらえられ、上層の氷・水混合層の検知およびあられの判別に有効と見られるが、ブライトバンド中などを除き大きい場合でも -20 dB 前後の微小な値である。正確な観測を行うためには、観測システムにおける水平偏波と垂直偏波の分離度を 30 数 dB から 40 dB 程度確保できることが望ましいとされており、実用的、定量的な観測への応用は今後の課題である。

偏波間相関係数 水平偏波と垂直偏波の受信信号の相関係数である偏波間相関係数 (correlation coefficient at zero lag) $\rho_{\text{hv}}(0)$ は、式 (6.71) の共分散行列の要素を用いて

$$\rho_{\text{hv}}(0) = \frac{|\langle n s_{\text{vv}} s_{\text{hh}}^* \rangle|}{\langle n |s_{\text{hh}}|^2 \rangle^{1/2} \langle n |s_{\text{vv}}|^2 \rangle^{1/2}} \quad (6.81)$$

で与えられる [Doviak and Zrnić, 1993] 注 12) $\rho_{hv}(0)$ は、散乱体積内の個々の粒子に着目するとき、粒径の縦横比が変動する度合い (変わりやすさ) に依存するパラメータである。すなわち、前出の図 3.3 で示したように、後方散乱信号強度はレイリー散乱では粒径に応じて連続的に変化するのに対し、ミー散乱では後方散乱信号強度は粒径のわずかな変化に対して大きく変動する。したがって、散乱体積内に異なる粒子が混在している場合、水平偏波と垂直偏波に対する後方散乱信号強度比は粒子の種別と分布に依存して変化し、両者の相関は低下する。また、ひょうのように大粒の粒子で形状がいびつな場合は、粒子が振動 (回転) することによっても、水平偏波と垂直偏波の信号強度比は変動し、両者の相関は低下する。このように、 $\rho_{hv}(0)$ は降水粒子のふぞろいを示すパラメータといえる。

伝搬位相変化率 これまで議論してきた偏波パラメータは、いずれも散乱体積内の降水粒子による後方散乱に関係するものである。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的間の往復の位相変化を ϕ_{hh} 、 ϕ_{vv} とするとき、等方性散乱標的の場合は ϕ_{hh} と ϕ_{vv} がほぼ等しく、また非等方性散乱標的で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

$$\phi_{DP} = \phi_{hh} - \phi_{vv} \quad (6.82)$$

を偏波間位相差 (differential phase) と呼ぶ。

ϕ_{DP} の距離に対する変化率が伝搬位相変化率 (specific differential phase) K_{DP} で、近年、降水強度と関係を持つ有効なパラメータとして注目されている [Sachidananda and Zrnić, 1985]。大気のような均質媒体中で図 6.8 に示すようにレーダー電波が伝搬する場合、 K_{DP} は伝搬経路上の 2 点間を往復する間に生じる偏波間位相差 ϕ_{DP} の単位距離あたりの差として

$$K_{DP} = \frac{\phi_{DP}(r_2) - \phi_{DP}(r_1)}{2(r_2 - r_1)} \quad (6.83)$$

注 12) このほか、 s_{hv} を用いる偏波間相関係数として $\rho_h = \frac{|(ns_{hv}s_{hh}^*)|}{\langle n|s_{hv}|^2 \rangle^{1/2} \langle n|s_{hh}|^2 \rangle^{1/2}}$ 、 $\rho_v = \frac{|(ns_{hv}s_{vv}^*)|}{\langle n|s_{hv}|^2 \rangle^{1/2} \langle n|s_{vv}|^2 \rangle^{1/2}}$ もあるが、 s_{hv} の値が小さいため雑音と区別するのが難しく、実用には向かない。よって本書では詳しく触れない。

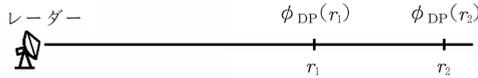


図 6.8 偏波位相差の概念

表 6.2 各種の降水状態において偏波パラメータが取りうる範囲の例. Doviak and Zrnić [1993] より改変

	Z_{hh} [dBZ]	Z_{DR} [dB]	LDR_{hv} [dB]	$ \rho_{hv}(0) $	K_{DP} [° km ⁻¹]
霧雨	< 25	0	< -34	> 0.99	0
雨	25 ~ 60	0.5 ~ 4	-27 ~ -34	> 0.97	0 ~ 10
氷晶	< 25	0 ~ 5	-25 ~ -34	> 0.95	0 ~ 1
乾いた雪	< 35	0 ~ 0.5	< -34	> 0.99	0 ~ 0.5
湿った雪	< 45	0 ~ 3	-13 ~ -18	0.8 ~ 0.95	0 ~ 2
乾いたあられ	40 ~ 50	-0.5 ~ 1	< -30	> 0.99	-0.5 ~ 0.5
湿ったあられ	40 ~ 5	-0.5 ~ 3	-20 ~ -25	> 0.99	-0.5 ~ 2
ひょう < 2 cm	50 ~ 60	-0.5 ~ 0.5	< -20	> 0.95	-0.5 ~ 0.5
ひょう > 2 cm	55 ~ 70	< -0.5	-10 ~ -15	> 0.96	-1 ~ 1

で与えられる [Doviak and Zrnić, 1993].

前述の ϕ_{hh} および ϕ_{vv} の変化から明らかなように、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。また、 K_{DP} は Z_{DR} や LDR と異なり受信信号の振幅に左右されず、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。これらの特徴により、 K_{DP} には降水強度推定の精度向上に Z_{DR} 以上の効果が期待される。 K_{DP} をもとに降水強度を求める手法は 6.4.4 項に後述する。

各種の降水状態で偏波パラメータが取りうる範囲としてモデル、実測、経験などによって得られた典型的な例を表 6.2 に示す [Doviak and Zrnić, 1993].

6.4.3 降水粒子の形状と偏波パラメータ

粒子形状 単一偏波レーダー観測では、粒径分布が刻々変化する降水に対して降水強度などの推定に限界があることを先に述べた。二重偏波レーダーによる観測では、偏波パラメータを用いることによって、降水強度および雲水量を単一偏波レーダーの場合とは異なるアルゴリズムで推定し、上記の制約を補う各種の試みがなされている。

降水の定量観測では、通常低仰角での観測が重視される。この領域の観測で最も重要な偏波パラメータはレーダー反射因子差 Z_{DR} と伝搬位相差変化率 K_{DP} である。電波の偏波特性は個々の標的粒子の集合としての後方散乱断面積に依存するため、降水パラメータを推定するためには個々の粒径と扁平度の関係、および扁平度と二重偏波のパラメータの関係を知らることが重要である。さて、扁平な雨滴の長軸 (semi-major axis) および短軸 (semi-minor axis) の径をそれぞれ a および b とするとき、軸比 (axis ratio) b/a と粒径 D の関係を示すいくつかの線形近似式が導かれている。Pruppacher and Beard [1970] は風洞実験結果をもとに、軸比を

$$\frac{b}{a} = 1.03 - 62D \quad 0 \leq D \leq 9 \times 10^{-3} \text{ [m]} \quad (6.84)$$

で表している。また、より厳密な多項式近似として Beard and Chuang [1987] が数値モデルにより以下の式を提示している。

$$\begin{aligned} \frac{b}{a} = & 1.0048 + 5.7 \times 10^{-1} D - 2.628 \times 10^4 D^2 + 3.682 \times 10^6 D^3 \\ & - 1.677 \times 10^8 D^4 \quad 0 \leq D \leq 7 \times 10^{-3} \text{ [m]} \end{aligned} \quad (6.85)$$

ここで、 D の単位はいずれも [m] である^{注13)}。式 (6.84) および (6.85) の計算結果は図 6.9 に示すとおりで、両者に大きな差はない。

軸比と Z_{DR} の関係 Bringi and Chandrasekar [2001] にしたがって降水粒子の扁平度に依存する偏波パラメータを論じる。式 (6.84) または (6.85) で与えられ

注 13) 降水粒径の物理的なサイズは [mm] の桁であるため、文中では特に断らない限り慣例により [mm] の単位で記述する。一方、本書では式の表記はすべて MKS 単位系で統一しており、 D の単位を [m] とし扱う。

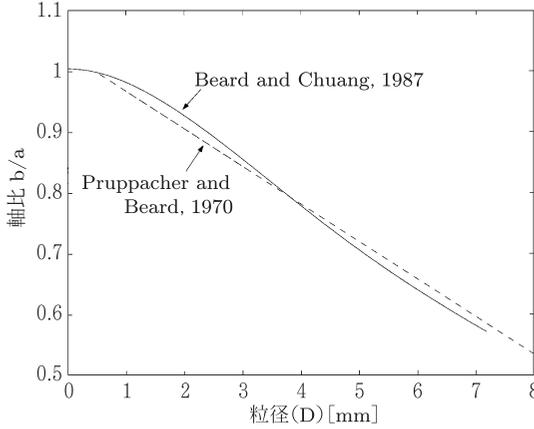


図 6.9 雨滴の粒径と軸比の関係、空気抵抗を受けた平衡状態の雨滴形状を式 (6.84) および (6.85) によって計算した結果を示す。Bringi and Chandrasekar [2001] より改変

る軸比を $b/a \equiv r$ 、扁平率に依存する因子 λ_z を

$$\lambda_z = \frac{1+f^2}{f^2} \left(1 - \frac{1}{f} \tan^{-1} f \right) \quad (6.86)$$

ただし

$$f^2 = \frac{1}{r^2} - 1 = \left(\frac{a}{b} \right)^2 - 1 \quad (6.87)$$

とすると、 s_{hh} および s_{vv} は Rayleigh-Gunn の理論によりそれぞれ

$$s_{hh} = \frac{k^2}{4\pi} \frac{V(\varepsilon_r - 1)}{\left[1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\varepsilon_r - 1) \right]} \quad (6.88)$$

$$s_{vv} = \frac{k^2}{4\pi} \frac{V(\varepsilon_r - 1)}{\left[1 + \lambda_z(\varepsilon_r - 1) \right]} \quad (6.89)$$

で表される。ここで、 k はレーダー電波の波数で $k = 2\pi/\lambda$ 、 V は粒子体積で $V = (\pi/6)D^3$ 、 ε_r は比誘電率 ($= \varepsilon/\varepsilon_0$) である。式 (6.88) および (6.89) から、 s_{hh} および s_{vv} は共に r と D の関数であることが明らかであるので、これらをそれぞれ $s_{hh}(r, D)$ および $s_{vv}(r, D)$ に置き換える。このとき、式 (6.78) で与えられるレーダー反射因子差 Z_{DR} は

$$Z_{DR} = 10 \log_{10} \left(\frac{4\pi \langle n | s_{hh}(r, D) |^2 \rangle}{4\pi \langle n | s_{vv}(r, D) |^2 \rangle} \right) \quad (6.90)$$

で示される．次に ξ_{DR} ($\xi_{\text{DR}} = 10^{0.1Z_{\text{DR}}}$) を用いて Z_{DR} を真数表現すると

$$\xi_{\text{DR}} = \frac{4\pi \langle n | s_{\text{hh}}(r, D) |^2 \rangle}{4\pi \langle n | s_{\text{vv}}(r, D) |^2 \rangle} \quad (6.91)$$

となる．一般に粒径分布が $N(D)$ となる場合の ξ_{DR} は

$$\xi_{\text{DR}} = \frac{\int |s_{\text{hh}}(r, D)|^2 N(D) dD}{\int |s_{\text{vv}}(r, D)|^2 N(D) dD} \quad (6.92)$$

で表される．式 (6.88) および (6.89) を式 (6.92) に代入すれば

$$\xi_{\text{DR}} = \frac{\int D^6 N(D) \{1 + \lambda_z(\varepsilon_r - 1)\}^2 dD}{\int D^6 N(D) \left\{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\varepsilon_r - 1)\right\}^2 dD} \quad (6.93)$$

が得られる．ここで

$$\frac{|1 + \lambda_z(\varepsilon_r - 1)|^2}{\left|1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\varepsilon_r - 1)\right|^2} \simeq \frac{1}{r^{7/3}} \quad (6.94)$$

と近似できるため，これを式 (6.93) に代入すると， ξ_{DR} は次式で表される [Bringi and Chandrasekar, 2001]．

$$\xi_{\text{DR}}^{-1} \simeq \frac{\int r^{7/3} D^6 N(D) dD}{\int D^6 N(D) dD} = \overline{r_Z^{7/3}} \quad (6.95)$$

ここで， $\overline{r_Z^{7/3}}$ はレーダー反射因子で重み付けされた $r^{7/3}$ の平均値を示す．

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

$$K_{\text{DP}} = \frac{2\pi}{k} \int N(D) \text{Re}[\mathbf{r} \cdot \mathbf{f}(r, D) - \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}(r, D)] dD \quad (6.96)$$

で表される [Bringi and Chandrasekar, 2001]．ここで， \mathbf{h} および \mathbf{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．上式は，Rayleigh-Gunn の理論により

$$K_{\text{DP}} = \frac{\pi k}{12} \int D^3 N(D) \text{Re}[F(r, \varepsilon_r)] dD \quad (6.97)$$

と置き換えられる．ここで， $F(r, \varepsilon_r)$ は

$$F(r, \varepsilon_r) = \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_z)(\varepsilon_r - 1)} - \frac{\varepsilon_r - 1}{1 + \lambda_z(\varepsilon_r - 1)} \quad (6.98)$$

で表される．また，レイリー散乱の場合は

$$\text{Re}[F(r, \varepsilon_r)] \simeq C_k(1 - r) \quad (6.99)$$

と簡略化される． C_k はほぼ定数で，マイクロ波帯の周波数 3~30 GHz に対して， r が 1 から 0.5 の間で変化するとき，3.3~4.2 の値をとる．式 (6.99) を式 (6.97) に代入すれば，

$$\begin{aligned} K_{\text{DP}} &= \frac{\pi k C_k}{12} \int D^3(1 - r)N(D)dD \\ &= \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) \frac{C_k}{\rho_w} \int \frac{\pi}{6} \rho_w D^3(1 - r)N(D)dD \\ &= \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) C_k \left(\frac{W}{\rho_w}\right) \left\{ 1 - \frac{\int r D^3 N(D)dD}{\int D^3 N(D)dD} \right\} \end{aligned} \quad (6.100)$$

が得られる [Bringi and Chandrasekar, 2001]．ただし W は式 (6.16) で与えられる雲水量とする．また， ρ_w は降水粒子の密度である．式 (6.100) の積分の比は，粒子の分布で重み付けされた平均軸比 (mass-weighted mean axis ratio) \bar{r}_m を表し， W ， ρ_w ，および λ の単位をそれぞれ $[\text{g m}^{-3}]$ ， $[\text{g cm}^{-3}]$ ，および $[\text{m}]$ とするとき， $K_{\text{DP}} [^\circ \text{km}^{-1}]$ は

$$K_{\text{DP}} = \left(\frac{180}{\lambda}\right) 10^{-3} C_k W (1 - \bar{r}_m) \quad (6.101)$$

と表される [Jameson, 1985; Bringi and Chandraseker, 2001]．ここで $C_k = 3.75$ とする．上式は K_{DP} を降水粒子の分布荷重平均軸比と対応づけるものである．さらに，式 (6.101) において \bar{r}_m を式 (6.84) を用いて置き換え，式 (6.19) で与えられる粒径分布の中心値 $D_m[\text{m}]$ を用いると，

$$K_{\text{DP}} \simeq 62 D_m \left(\frac{180}{\lambda}\right) 10^{-3} C_k W \quad (6.102)$$

と表される． W が十分大きく λ が小さい場合には K_{DP} は計測しうる大きさになる．

6.4.4 降水強度推定

ξ_{DR} と Z_{h} による推定 式 (6.78) で得られる Z_{DR} の真数表現 ξ_{DR} と水平偏波観測で得られる Z_{h} を用いれば, 降水強度 R [mm h^{-1}] が次式で求められる.

$$R(Z_{\text{h}}, \xi_{\text{DR}}) = c_1 Z_{\text{h}}^{a_1} \xi_{\text{DR}}^{b_1} \quad (6.103)$$

ただし a_1 , b_1 , c_1 はいずれも定数^{注 14)} で, 表 6.3 に示す値が得られている [Bringi and Chandrasekar, 2001].

表 6.3 ξ_{DR} と Z_{h} の関係から降水強度 R [mm h^{-1}] を推定する定数

周波数	c_1	a_1	b_1
3 GHz (S-band)	6.7×10^{-3}	0.93	-3.43
5.45 GHz (C-band)	5.8×10^{-3}	0.91	-2.09
10 GHz (X-band)	3.9×10^{-3}	1.07	-5.97

K_{DP} による推定 式 (6.83) で得た K_{DP} の単位を [$^{\circ} \text{km}^{-1}$] とするとき, レーダー周波数 f [GHz] および K_{DP} を用いて, 降水強度 R [mm h^{-1}] を

$$R(K_{\text{DP}}) = 129 \left(\frac{K_{\text{DP}}}{f} \right)^{b_2} \quad (6.104)$$

で求めることができる [Bringi and Chandrasekar, 2001]. ここで, b_2 は定数で $b_2 = 0.85$ が一般に用いられている. 式 (6.104) はマイクロ波帯で 13 GHz 程度以下の周波数に対して有効である.

K_{DP} と ξ_{DR} による推定 K_{DP} [$^{\circ} \text{km}^{-1}$] と ξ_{DR} から, 降水強度 R [mm h^{-1}] を

$$R(K_{\text{DP}}, \xi_{\text{DR}}) = c_3 K_{\text{DP}}^{a_3} \xi_{\text{DR}}^{b_3} \quad (6.105)$$

によって求めることができる. ただし a_3 , b_3 , c_3 はいずれも定数で, 表 6.4 に示す値が得られている [Bringi and Chandrasekar, 2001].

注 14) 6.4.4 および 6.4.5 項で用いる定数 a_1 , b_1 , c_1 , ... は 6.3.3 項の同様表記の定数とは異なる.

表 6.4 K_{DP} と ξ_{DR} の関係から降水強度 R [mm h^{-1}] を推定する定数

周波数	c_3	a_3	b_3
3 GHz (S-band)	90.8	0.93	-1.69
5.45 GHz (C-band)	37.9	0.89	-0.72
10 GHz (X-band)	28.6	0.95	-1.37

6.4.5 雲水量の推定

ξ_{DR} と Z_h による推定 ξ_{DR} および水平偏波観測で得られる Z_h から、雲水量 W [g m^{-3}] を

$$W(Z_h, \xi_{DR}) = c_4 Z_h^{a_4} \xi_{DR}^{b_4} \quad (6.106)$$

で求めることができる。ただし a_4 , b_4 , c_4 はいずれも定数で、表 6.5 に示す値が得られている [Bringi and Chandrasekar, 2001].

表 6.5 ξ_{DR} と Z_h の関係から雲水量 W [g m^{-3}] を推定する定数

周波数	c_4	a_4	b_4
3 GHz (S-band)	0.7×10^{-3}	0.89	-4.16
5.45 GHz (C-band)	0.6×10^{-3}	0.85	-2.36
10 GHz (X-band)	0.9×10^{-3}	0.95	-6.18

K_{DP} による推定 K_{DP} [$^{\circ} \text{km}^{-1}$] とレーダー周波数 f [GHz] から、雲水量 W [g m^{-3}] を

$$W(K_{DP}) = c_5 \left(\frac{K_{DP}}{f} \right)^{b_5} \quad (6.107)$$

で求めることができる。ただし b_5 および c_5 はいずれも定数で、それぞれ 0.77 および 3.565 が用いられる [Bringi and Chandrasekar, 2001].

表 6.6 K_{DP} と ξ_{DR} の関係から雲水量 W [g m^{-3}] を推定する定数

周波数	c_6	a_6	b_6
3 GHz (S-band)	6.05	0.88	-2.52
5.45 GHz (C-band)	2.32	0.83	-1.11
10 GHz (X-band)	2.13	0.91	-2.19

K_{DP} と ξ_{DR} による推定 $K_{DP} [^\circ \text{km}^{-1}]$ と ξ_{DR} から、雲水量 W [g m^{-3}] を

$$W(K_{DP}, \xi_{DR}) = c_6 K_{DP}^{a_6} \xi_{DR}^{b_6} \quad (6.108)$$

によって求めることができる。ただし a_6 , b_6 , c_6 はいずれも定数で、表 6.6 に示す値が得られている [Bringi and Chandrasekar, 2001]。

6.4.6 二重偏波レーダーの離散的な受信信号の表現

二重偏波レーダーの偏波受信には、図 6.7 に示したように水平偏波、垂直偏波を同時に受信する方式と、これらを交互に切り替えて受信する方式がある。ここでは後者の方式を前提に議論する。簡単のため水平偏波 H および垂直偏波 V を、図 6.10 に示すように間隔 T_s で交互に切り替え、それぞれ $2iT_s$ および $(2i+1)T_s$ の時間にサンプリングを行うことを考える。なお、前者の両偏波を同時に受信する方式でも、以下で、 $2i$, $2i+1$ を共に i と置き換えることにより同様に論じることができる。

平均電力 水平偏波および垂直偏波の信号電力の平均値 \bar{S}_h および \bar{S}_v は、それぞれ受信機雑音電力を差引くと、

$$\bar{S}_h = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |H_{2i}|^2 \quad (6.109)$$

$$\bar{S}_v = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |V_{2i+1}|^2 \quad (6.110)$$

で表される。ここで、 M はサンプルの数、 H_{2i} および V_{2i+1} はそれぞれ $2i$ 番目 (水平偏波) および $2i+1$ 番目 (垂直偏波) のインピーダンスを考慮した振幅とす

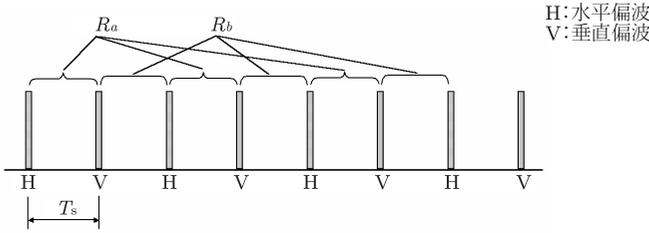


図 6.10 水平偏波と垂直偏波の交互切替による信号受信と自己共分散演算の模式図

る。また、レーダー反射因子差の平均値 \bar{Z}_{DR} は次式で示される。

$$\bar{Z}_{DR}[\text{dB}] = 10 \log \left(\frac{\bar{S}_h}{\bar{S}_v} \right) \quad (6.111)$$

共分散 図 6.10 において、共分散の推定値 $R_a(T_s)$ および $R_b(T_s)$ はそれぞれ

$$R_a(T_s) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M H_{2i}^* V_{2i+1} \quad (6.112)$$

$$R_b(T_s) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M V_{2i+1}^* H_{2i+2} \quad (6.113)$$

で示される。また、これらを合わせた水平偏波、垂直偏波交互切り替え時の共分散の推定値 $R(T_s)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} R(T_s) &= \frac{1}{2M} \sum_{i=1}^M (H_{2i}^* V_{2i+1} + V_{2i+1}^* H_{2i+2}) \\ &= \frac{1}{2} (R_a(T_s) + R_b(T_s)) \end{aligned} \quad (6.114)$$

スペクトル幅 水平偏波と垂直偏波を交互に切り替える場合は、有効なデータ間隔は $2T_s$ となり、相関係数 $\rho(2T_s)$ は次式で示される。

$$\rho(2T_s) = \frac{\left| \sum_{i=1}^M (H_{2i}^* H_{2i+2} + V_{2i+1}^* V_{2i+3}) \right|}{M(\bar{S}_h + \bar{S}_v)} \quad (6.115)$$

このとき、速度幅 σ_v は次式で与えられる [Doviak and Zrnić, 1993]。

$$\sigma_v = \frac{\lambda}{4\pi T_s} \{-0.5 \ln \rho(2T_s)\}^{1/2} \quad (6.116)$$

6.5 2波長による降水強度の推定

6.3.3項で論じたように、降水を伝搬する電波の減衰量は波長によって異なり、波長が短くなるほど増大する。例えば 10 mm h^{-1} のような降水強度の経路が 10 km 続くと、波長 10 cm , 3.21 cm , および 1.24 cm の電波の減衰量は、修正 M-P 分布によって求めると前出の表 6.1 からそれぞれ 0.082 dB , 1.8 dB , および 15.3 dB となる。すなわち、 10 cm 波では降水による電波の減衰がほぼ無視できるのに対し、あとの2波ではこの影響を無視できない。特に 1.24 cm 波では極めて大きな減衰量となる。以下に述べるように、この効果を利用すれば、同時に2波長を用いて経路上での両者の電力減衰を比較することによって降水強度を推定できる [例えば Doviak and Zrnić, 1993]。

降水による電波の減衰を無視できる 10 cm 程度以上の波長 λ_l およびミー領域に近い短波長 λ_s の2種類のレーダー（以降 l と s で区別する）を考える。両者の散乱体積が同一であると仮定すれば、レーダーからの距離 r_1 の標的からの受信電力は、式 (3.44) からそれぞれ

$$P_{rl} = \frac{C_l Z_l}{r_1^2} \quad (6.117)$$

$$P_{rs} = \frac{C_s Z_s}{r_1^2} \exp\left(-2 \int_0^{r_1} k_{rs} dr\right) \quad (6.118)$$

で表される。ただし P_{rs} には式 (6.48) で与えられる減衰が往復分見込まれている。また、 C_l , C_s および Z_l , Z_s は、それぞれレーダー諸元で決まる定数および標的のレーダー反射因子である^{注15)}。 k_{rs} は s に対する降水による減衰率である。異なる2点 r_1 および r_2 における受信電力 $P_{rs}(r_1)$ および $P_{rs}(r_2)$ の比を取ると、式 (6.118) から

$$\ln \left\{ \frac{P_{rs}(r_1) Z_s(r_2) r_1^2}{P_{rs}(r_2) Z_s(r_1) r_2^2} \right\} = 2 \int_{r_1}^{r_2} k_{rs} dr \quad (6.119)$$

となる。場所が異なれば降水分布も一般に異なるため、 $Z_s(r_1)$ と $Z_s(r_2)$ は異なる値をとる。ここで、両者は近似的に $Z_l(r_1)$ と $Z_l(r_2)$ で置き換えることができるとする^{注16)}。このとき、経路 $r_1 \sim r_2$ における往復の降水減衰率の平均値 $2\bar{k}_{rs}$

注15) l はレイリー散乱領域にあるのに対し、 s はミー散乱領域に近いので、等価レーダー反射因子を用いる。

注16) この仮定は、波長 3 cm 程度以上の電波、降水強度 $1 \sim 100 \text{ mm h}^{-1}$ の降雨に対して有効である [Wexler and Atlas, 1963]。

は式 (6.119) と (6.117) を用いて

$$\begin{aligned} 2\bar{k}_{rs} &= \frac{2}{r_2 - r_1} \int_{r_1}^{r_2} k_{rs} dr \\ &= \frac{1}{r_2 - r_1} \ln \left\{ \frac{P_{rs}(r_1)P_{rl}(r_2)}{P_{rs}(r_2)P_{rl}(r_1)} \right\} \end{aligned} \quad (6.120)$$

と表される [Doviak and Zrnić, 1993]. 式 (6.120) 右辺の値はいずれも 2 種類のレーダーで直接観測される値である. 上式で求めた \bar{k}_{rs} を式 (6.51) によって単位変換した減衰係数 \bar{K}_{rs} [dB km⁻¹] は降水強度 R [mm h⁻¹] と前出の式 (6.61) で関係付けられる. したがって,

$$R = \left(\frac{\bar{K}_{rs}}{a} \right)^{-b} \quad (6.121)$$

から該当区間の平均的な降水強度が求められる. ただし, 実際のレーダー観測では散乱体積を 2 波長間で一致させることは一般に容易でなく, 減衰量の差を精度良く観測するには注意が必要である.

第7章 レーダーによる大気の観測

レーダー電波が大気の乱流場に照射されるとき、3.4節で論じたように電波の半波長の空間スケールを持つ乱渦が後方散乱に寄与する。乱渦は背景大気の運動(風)によって押し流されるので、風速がレーダービーム(視線)方向の成分を持てば、レーダー電波にドップラー効果による周波数偏移を生じる。すなわち、レーダーエコーの周波数スペクトルの中心周波数は散乱体積内の平均的な風速の視線方向成分に、スペクトル幅はその分散に、またスペクトル強度は乱流強度に対応する。さらに、これらのパラメータから、エネルギー散逸率や鉛直渦拡散係数などの乱流パラメータを推定することができる。また、音波観測との組み合わせによって、大気温度や水蒸気などの高度分布を得ることも可能である。本章では、まず大気乱流に対するレーダーの検出能および風速測定を論じた後、大気レーダーで観測できる乱流パラメータははじめ各種物理量の高度分布について述べる。

7.1 大気レーダーの検出能

7.1.1 雑音の中からの散乱信号の抽出

一般に雑音の中からの信号の抽出はSNRをもとにした議論であるのに対し、大気レーダー観測では、周波数スペクトルが議論の基礎になる。ここでは、信号および雑音の単位周波数当たりの電力、すなわち電力密度比が重要である。

図7.1に大気レーダーの散乱パワースペクトルの例を示す。 S_S および S_N はそれぞれ信号および雑音のパワースペクトル密度である。また、 \overline{S}_S および \overline{S}_N はそれぞれ信号および雑音の平均電力密度を示し、 $\overline{\Delta S}_N$ は雑音の電力密度の揺らぎの標準偏差を示す。このとき、周波数スペクトルに基づく信号の検出能(detectability) D は、 \overline{S}_S と $\overline{\Delta S}_N$ の比として、次式で定義される。

$$D \equiv \frac{\overline{S}_S}{\overline{\Delta S}_N} = \frac{S}{N} \left(\frac{N_{\text{coh}} N_B}{N_s} \right) \quad (7.1)$$

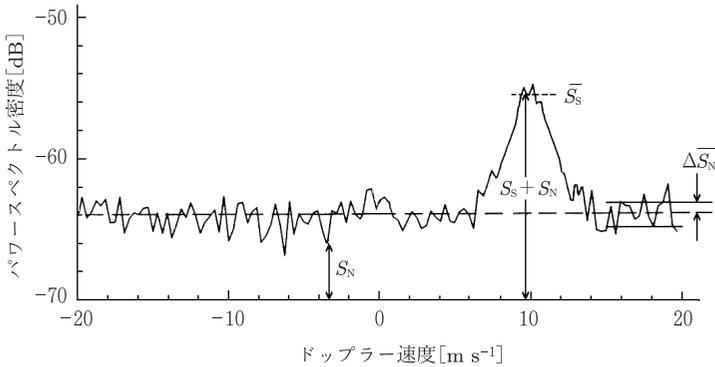


図 7.1 大気乱流による散乱パワースペクトルの例

ここで、 S および N はそれぞれ信号電力および雑音電力の平均値である。また N_{coh} はコヒーレント積分数、 N_B はペリオドグラムの全点数、 N_s はこのうちの信号が占める点数で、式 (7.1) の右辺において、括弧内は信号処理による改善度を示す。先に 5.6.2 項で論じたように、 D がコヒーレント積分回数に比例して改善されることが同式で示される。一方、散乱信号のスペクトル幅 δf [Hz] は、 N_{coh} 、 N_B 、 N_s 、およびパルス繰り返し時間 T と

$$\delta f = \frac{1}{N_{\text{coh}} T} \left(\frac{N_s}{N_B} \right) \quad (7.2)$$

の関係にある。式 (7.2) を式 (7.1) に代入すれば、 D は

$$D = \left(\frac{1}{\delta f T} \right) \frac{S}{N} \quad (7.3)$$

で示される。上式から、 N_{coh} 回のコヒーレント積分を行い、これを N_B 点用いて FFT を行った結果と、コヒーレント積分を行わずに $N_{\text{coh}} \cdot N_B$ 点の FFT を行って得たペリオドグラムの検出能は同一であることがわかる。これは、2つの場合の周波数分解能 Δf が $1/(N_{\text{coh}} N_B T)$ で一定なためである。ただし信号処理のメモリ量や FFT の演算時間は大きく異なる。データ圧縮の意味で、信号のエリアジングが起こらない範囲でコヒーレント積分などのフィルタリングを行うことは有効といえる。

7.1.2 インコヒーレント積分による検出能の改善

パワースペクトルは、それぞれの周波数成分について統計的分布を持っており、真のスペクトルの周りで揺らいでいる。そこで、独立したペリオドグラムを各周波数成分について加え合わせると、その平均値は真のパワースペクトルの値に近づく。このような平均操作をインコヒーレント積分と呼ぶ。

図 7.2 は 50 MHz の送信周波数における乱流散乱信号の相関時間の高度分布を示す [加藤ほか, 1982]。相関時間は式 (5.154) から明らかなように送信周波数に逆比例する。その値は、観測高度 100 km 付近を境に上方で急激に減少するが、大気レーダーの観測対象高度である 100 km 以下では 1 s 程度以上であり、通常の大気レーダーのパルス繰り返し間隔が 1 ms 程度であることと比べるとはるかに長い。この場合は、パルス繰り返しごとの受信信号を相関を持つ時系列として扱えるため、サンプル群の時間長、すなわち観測の周波数分解能は相関時間の範囲で任意に選ぶことができる。一方、インコヒーレント積分ではインコヒーレントな加算 (複素包絡線の相関時間よりも長い間隔でサンプルした信号の加算) になる。この場合は、コヒーレント積分で得られるような SNR の改善は見込めないが、スペクトルの揺らぎが小さくなるため散乱信号の検出が容易になる。インコヒーレント積分数を N_{inc} とするとき、雑音の揺らぎは $1/\sqrt{N_{\text{inc}}}$ に減じる。したがって、式 (7.3) で与えられる D に対して、インコヒーレント積分により改善さ

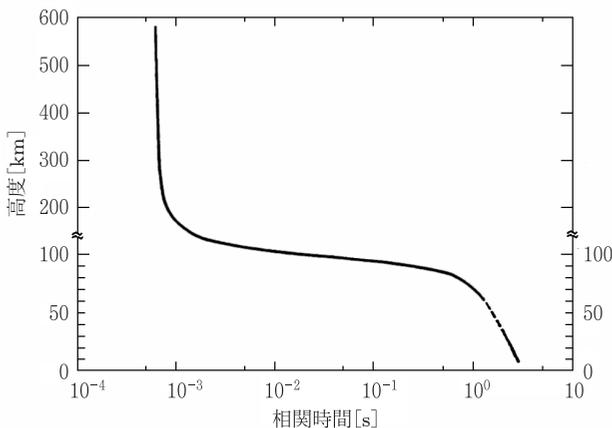


図 7.2 50 MHz における散乱エコーの相関時間の高度分布 [加藤ほか, 1982]

れる検出能は

$$D = \left(\frac{\sqrt{N_{\text{inc}}}}{\delta f T} \right) \frac{S}{N} \quad (7.4)$$

となる。\$D\$ が3以上なら、雑音の揺らぎが受信電力よりも大きな値を取る確率は0.1%以下になるため、一般に \$D = 3\$ のレベルを検出限界と位置付ける。

7.1.3 受信電力とレーダー反射率

慣性小領域内では、乱流構造定数 \$C_n^2\$ は式 (3.121) からレーダー反射率 \$\eta\$ と

$$C_n^2 \simeq \left(\frac{\eta}{0.38} \right) \lambda^{1/3} \quad (7.5)$$

で関係付けられる。ここで、\$C_n^2\$ は屈折率の揺らぎに関する乱流構造定数で、本質的にレーダー周波数に依存するものではない。

次に \$\eta\$ および \$C_n^2\$ と受信電力の関係について論じる。第5章では、図5.12に示したサンプル間隔ごとに得た複数の受信信号サンプルの平均値を信号の平均電力とした。一方、送信デューティ比 (duty ratio)^{注1)} を考慮した平均電力である時間平均受信電力 \$\bar{P}_r\$ は式 (3.78) のピーク送信電力 \$P_t\$ を平均送信電力 \$\bar{P}_t\$ に置き換えることによって得られる。すなわち

$$\bar{P}_t = \frac{\pi s^2 \bar{P}_t A_e}{64 r^2} \Delta r \eta \quad (7.6)$$

である。上式から明らかなように、時間平均受信電力は平均送信電力とアンテナ開口面積の積に比例する。ここで、送信パルス幅 \$\tau\$、パルス繰返し時間 \$T\$ および \$P_t\$ から、\$\bar{P}_t = \tau/T \cdot P_t\$ である。レーダービームの天頂角が \$\theta\$ のとき、有効開口面積 \$A_e\$ の視線方向への寄与分は \$A_e \cos \theta\$ である。また、散乱体積の深さ \$\Delta r\$ を光速 \$c\$ および \$\tau\$ を用いて \$c\tau/2\$ で表せば、\$\bar{P}_r\$ は

$$\bar{P}_r = \frac{\pi P_t A_e \cos \theta \Delta r^2}{64 (\ln 2) c T r^2} \eta \quad (7.7)$$

で与えられる。ただし、上式では式 (3.78) の \$s^2\$ を気象レーダーの場合と同様に \$s^2 = 1/(2 \ln 2)\$ に置き換えている^{注2)}。さらに、アンテナおよび伝送路の効率を

注1) 送信デューティ比については8.3.1項を参照。

注2) \$s\$ はアンテナビーム内の電波充満の度合に関する定数である。

含むレーダーシステム全体の効率を a^2 ($a^2 \leq 1$. 例えば全体の損失が往復で 5 dB のときは $a^2 = 1/10^{0.5} \approx 0.32$) とすれば, 大気レーダーの平均受信電力に関するレーダー方程式として

$$\bar{P}_r = S = \frac{\pi P_t A_e \cos \theta \Delta r^2 a^2}{64(\ln 2) c T r^2} \eta \quad (7.8)$$

が得られる. 一方, 雑音電力 N は前出の式 (5.19) に示したように $N = k T_{sa} B$ で与えられる. ここで k はボルツマン定数, B は積分用フィルタのバンド幅, T_{sa} は 5.1.2 項で述べたシステム雑音温度である.

レーダー反射率 η を式 (7.8) および上述の T_{sa} を用いて表現すると

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{64(\ln 2)}{\pi} \frac{cT}{P_t A_e \cos \theta a^2} \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 S \\ &= \frac{64(\ln 2)}{\pi} \frac{cT k B T_{sa}}{P_t A_e \cos \theta a^2} \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 \frac{S}{N} \end{aligned} \quad (7.9)$$

となる. 観測される SNR を用いれば, 式 (7.9) から η が, さらにこれを用いて式 (7.5) によって C_n^2 が求められる.

7.2 風ベクトルの観測

7.2.1 ドップラービーム走査法による風速測定

4.3.4 項では, 地上に設置された 3 台以上のレーダーによって空間の任意の点で風速の 3 成分を求める方法を論じた. 気象レーダーがほぼ水平方向から天頂までの空間を対象にしているのに対し, 大気レーダーが対象とする空間は天頂を中心に最大でも 30° 程度までである. このため, レーダービームを操作する空間の風速場が一様であると仮定すれば, 単一のレーダービームを 3 方向以上に走査した場合にも同様の議論が成り立つ. すなわち, レーダービームを任意の方向に走査し, それぞれの視線方向のドップラー速度を求めれば, 風速の 3 成分を算出できる. この観測法はドップラービーム走査 (Doppler beam swing; DBS) 法と呼ばれる.

DBS 法の基本的なビーム走査 DBS 法の最も基本的な観測では, 3 本のビーム, 例えば天頂ビームおよび同じ鉛直面内でない 2 本の斜方ビームによる視線風速データから鉛直流, 東西風, および南北風の成分を求めることができる. 現実の

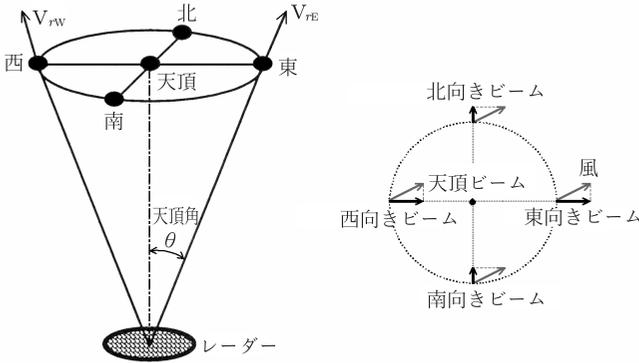


図 7.3 大気レーダーのビーム走査例。右図の太矢印は各ビーム方向のドップラー速度を表わす

大気では水平方向の風速が必ずしも一様ではなく、2本の斜方ビームでは代表性が低下することも予想される。このため、通常下層から中層大気の観測では、図7.3に示すように天頂方向ビームと東西南北各方向に天頂角 θ を等しく 10° 程度傾けたビームの計5ビームによる観測方法により観測の代表性を増す工夫がなされる。風速の鉛直成分がビーム走査範囲内で一定であると仮定すれば、それぞれ東向きおよび西向きビームの視線方向速度成分である V_{rE} および V_{rW} は、鉛直の平均風速成分 w および水平面内の東向き風速成分 u を用いて

$$V_{rE} = w \cos \theta + u \sin \theta \tag{7.10}$$

$$V_{rW} = w \cos \theta - u \sin \theta \tag{7.11}$$

で表される。これを u について解けば、

$$u = \frac{V_{rE} - V_{rW}}{2 \sin \theta} \tag{7.12}$$

が得られる。同様に、北向き風速成分 v は上式において V_{rE} および V_{rW} をそれぞれ北向き成分 V_{rN} び南向き成分 V_{rS} に置き換えることによって求められる。

DBS法の一般的なビーム走査 視線方向の単位ベクトルを \mathbf{i} とすれば、風ベクトル $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ の視線方向成分 v_{di} は

$$v_{di} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{i} = v_x \cos \theta_x + v_y \cos \theta_y + v_z \cos \theta_z \tag{7.13}$$

と表現される．ここで， θ_x ， θ_y ，および θ_z はそれぞれ i と x ， y ， z 軸との角度である．また，風速の3成分 u ， v ， w をそれぞれ v_x ， v_y ， v_z としている．同一平面上にない任意の3方向のビームの単位ベクトルを \mathbf{i}_1 ， \mathbf{i}_2 ，および \mathbf{i}_3 とすると， \mathbf{v} は

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{x1} & \cos \theta_{y1} & \cos \theta_{z1} \\ \cos \theta_{x2} & \cos \theta_{y2} & \cos \theta_{z2} \\ \cos \theta_{x3} & \cos \theta_{y3} & \cos \theta_{z3} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} v_{d1} \\ v_{d2} \\ v_{d3} \end{pmatrix} \quad (7.14)$$

と表わされる．

m 方向 ($m > 3$) の多ビームで観測を行う場合は，最小二乗法によって次式で与えられる残差 ϵ_v^2 が最小になる \mathbf{v} を求める．

$$\epsilon_v^2 \equiv \sum_{i=1}^m (v_x \cos \theta_{xi} + v_y \cos \theta_{yi} + v_z \cos \theta_{zi} - v_{di})^2 \quad (7.15)$$

ここで， \mathbf{v} が最適値となるための必要条件は， \mathbf{v} の各要素に対して ϵ_v^2 の偏微分が0になること，すなわち

$$\frac{\partial \epsilon_v^2}{\partial v_j} = 0 \quad (j = x, y, z) \quad (7.16)$$

である．このとき， \mathbf{v} は

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} \sum \cos^2 \theta_{xi} & \sum \cos \theta_{xi} \cos \theta_{yi} & \sum \cos \theta_{xi} \cos \theta_{zi} \\ \sum \cos \theta_{yi} \cos \theta_{xi} & \sum \cos^2 \theta_{yi} & \sum \cos \theta_{yi} \cos \theta_{zi} \\ \sum \cos \theta_{zi} \cos \theta_{xi} & \sum \cos \theta_{zi} \cos \theta_{yi} & \sum \cos^2 \theta_{zi} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum v_{di} \cos \theta_{xi} \\ \sum v_{di} \cos \theta_{yi} \\ \sum v_{di} \cos \theta_{zi} \end{pmatrix} \quad (7.17)$$

で与えられる．ただし \sum は $\sum_{i=1}^m$ を示す．

簡易 VAD 法 DBS 法の 1 例に，4.2.2 項で述べた VAD 法と同様に天頂角を固定し，方位方向にビーム走査して風向と風速を測定する簡易 VAD 法がある．大気レーダーで走査されるのは天頂付近の狭い領域に限られるため，風向，風速は一樣とみなされる．この場合は，式 (4.34) において，仰角 θ_e に代わる天頂角 θ ，および $D = \delta + \pi$ で与えられる風向 D を用いれば，視線方向の速度成分 v_r は

$$v_r = v_z \cos \theta - v_h \sin \theta \cos(D - \phi) \quad (7.18)$$

で表現される．方位角 ϕ を連続に変化させるとき，式 (7.18) は図 7.4 の太線のように変化する．図中の細線は特に $D = 270^\circ$ (西風，あるいは東向の風) の場合を

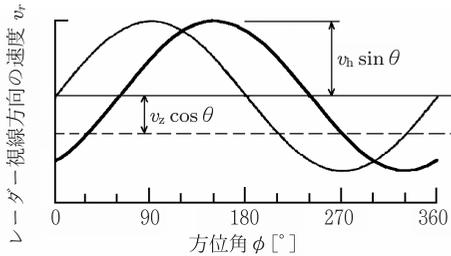


図 7.4 VAD 観測時の方位角と視線方向速度の変化

示す. 式 (7.18) から v_r の最大値 $v_{r\max}$ および最小値 $v_{r\min}$ は

$$v_{r\max} = v_z \cos \theta + v_h \sin \theta \quad (7.19)$$

$$v_{r\min} = v_z \cos \theta - v_h \sin \theta \quad (7.20)$$

となるため, 水平速度 v_h および鉛直流 v_z は, それぞれ

$$v_h = \frac{v_{r\max} - v_{r\min}}{2 \sin \theta} \quad (7.21)$$

$$v_z = \frac{v_{r\max} + v_{r\min}}{2 \cos \theta} \quad (7.22)$$

で与えられる. 一般に大気レーダーによって狭い領域で測定される水平風の発散や変形は, 低仰角で広域を走査する気象レーダーの場合と異なり無視し得るほど小さい.

7.2.2 空間アンテナ法による風速測定

風速測定には, 細いレーダービームで天頂近傍域を走査し, 直接ドップラー速度を測定する DBS 法が優れている. しかし, 細いビームを得るためには大口径アンテナが必要で, それが実現できるのは実際上 VHF 帯以上の高周波域に限られる. より低周波域では, これに代わって空間アンテナ (spaced antenna; SA) 法, あるいは相関法と呼ばれる間接的な方法が一般に用いられている.

SA 法では比較的強い分反射エコーを有効に利用する. その測定原理は, 分反射エコーが地上に作る干渉パターンを測定し, その移動速度から風速 (水平成分) を推定するものである. この測定法は高度 100 km 付近の電離圏不規則構造の動

きを観測するために開発され [Ratcliffe, 1956], 後に中層大気や下層大気の水平風速測定に適用された [Fraser, 1968; Röttger and Vincent, 1978]. 水平方向に電波屈折率の不規則な散乱体がランダムに多数分布している媒質 (ランダム媒質) を幅の広いビームで鉛直方向に照射すると, 後方散乱エコーは互いに干渉し合い, その結果, 地上にランダムな分布の複素電界が生成される. いま, ランダム媒質が, 個々に

$$f(x, y, z) = \exp\{-(x^2/a^2 + y^2/b^2 + z^2/h^2)\} \quad (7.23)$$

で表されるガウス型の散乱電界強度分布を持つ散乱体の集合から成ると仮定する. ここで, a , b , h は定数である. この分布は

$$\rho(\xi, \eta, \zeta) = \exp\{-(\xi^2/2a^2 + \eta^2/2b^2 + \zeta^2/2h^2)\} \quad (7.24)$$

で示される自己相関関数を持ち, これを観測することにより媒質の統計的特性を求めることができる. また, 式 (7.24) と同一の自己相関関数が散乱層に平行な任意の平面, すなわち地上で観測されることが示されている [Ratcliffe, 1956]. さらに, 天頂角を θ とするとき, この自己相関関数のフーリエ変換は, 地上で観測される分反射強度の $\sin\theta$ 依存性に等しくなる [Briggs and Vincent, 1973]. なお, この分反射に寄与するのは鉛直スケールが 0.2λ 近傍の成分のみであることから, 観測されるのは同スケールで水平方向に非等方な散乱体を作る干渉パターンであると考えられる [Briggs, 1992].

地上干渉パターンの統計的性質は, 天頂に向けて広いアンテナパターンを持つ受信アンテナを適当な距離を隔てて複数台設置し, これらの受信信号パターンの時空間相関関数を測定することによって得られる. この相関を得るためには, 対になったアンテナ間で複素電界の積の平均値を取る必要がある. 一般にこの積には時間平均が用いられる. 散乱体の時間変動の主な要因は風による移流である. 地上干渉パターンの速度は, 図 7.5 に示すように散乱高度における風速の 2 倍となる. この関係は, 例えば光源, スクリーン, および壁が等間隔にあるとき, スクリーンによる光の影が壁の上をスクリーン上の 2 倍の速さで移動することから直感的に理解される. なお, 上の議論では背景の風速で移流する不規則構造 (散乱体) の相関時間が観測時間長より十分に長いことが前提となっている.

SAD 法 SA 法の最も簡単な方式は, 対になったアンテナの受信信号間の相互相関関数から両アンテナを結ぶ基線方向を干渉パターンが移動する時間を求め, 風

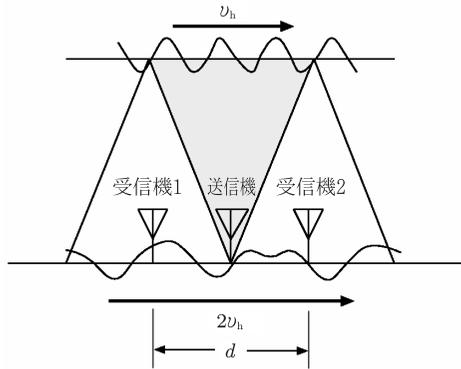


図 7.5 大気乱流層の移動と SA 法による地上の干渉パターン測定概念

速 (水平成分) を推定するもので, SAD (spaced antenna drift; 空間アンテナドリフト) 法と呼ばれる [Röttger and Vincent, 1978]. この場合, 上述の干渉パターンはその形状を保ったままアンテナ上空を移流するものと想定される. 最低 3 台のアンテナを用いて SAD 法で基線に沿う 2 つの水平成分を求めれば, 水平風速 2 成分が得られる.

FCA 法 不規則構造 (散乱体) のランダムな運動のために, 実際には干渉パターンは刻々変化する. このため, 干渉パターンの変形による相関の低下を考慮して水平風速の推定を行う手法として導入されたのが FCA (full correlation analysis) 法, あるいは FSA (full spectral analysis) 法などである [Briggs, 1984; Costa and Fougere, 1988]. これらの手法は散乱の天頂角依存性などを利用していることから, 副産物として散乱体の形状に関する情報も得られる利点がある.

まず, 時間領域の解析手法である FCA 法について述べる. いま, 波長単位で (ξ, η) 離れた地上の 2 点に置かれた 1 対のアンテナで受信される信号パターンの 2 次元相関関数 ρ が次式で表されると仮定する.

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho(A\xi^2 + B\eta^2 + 2H\xi\eta + K\tau^2) \quad (7.25)$$

ここで, A, B, H, K は定数, τ は時間差を示す. 両アンテナが同一場所であれば相関値は 1 で, 両者の距離が離れるにしたがってこの値が 0 に近付くという条件のほかは, 相関関数の形状は任意である. 式 (7.25) の相関関数は, 同一相関値の

軌路が同式右辺の括弧内が定数になる楕円体で表されることを仮定している。このとき、各時刻でその水平断面は楕円になり、方向のみが変わることになる。この方法は散乱体の水平方向の異方性を記述する上で簡便である。特に ρ が特定の値 (例えば 0.5) を取るとき、相関楕円あるいは特性楕円と呼ばれる。

以下で、ランダムな変動を伴う干渉パターンから風速を推定する。信号の干渉パターンが速度 $V = (V_x, V_y)$ で動くとするれば、式 (7.25) は

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho\{A(\xi - V_x\tau)^2 + B(\eta - V_y\tau)^2 + K\tau^2 + 2H(\xi - V_x\tau)(\eta - V_y\tau)\} \quad (7.26)$$

と変換される。さらに、

$$AV_x + HV_y = -F \quad (7.27)$$

$$BV_y + HV_x = -G \quad (7.28)$$

と置けば、式 (7.26) は

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \rho\{A\xi^2 + B\eta^2 + C\tau^2 + 2F\xi\tau + 2G\eta\tau + 2H\xi\eta\} \quad (7.29)$$

と表される。ただし $C = AV_x^2 + BV_y^2 + K + 2HV_xV_y$ とする。式 (7.29) は τ に関する 2 次式であるから、実際の観測で得られる相互相関関数にフィッティングすることにより、未知数を 3 個減らすことができる。したがって、3 台のアンテナを用いて得た受信信号から独立した 2 組の相互相関関数を得れば、それぞれについてフィッティングを行うことにより、 A, B, C, F, G, H の 6 個の未知数がすべて決定され、これらの値を式 (7.27), (7.28) に代入することにより水平風速が求められる。

体積散乱を適用し、ランダム媒質の屈折率変動スペクトルを用いた、より現実に近い解析法が Doviak et al. [1996] および Holloway et al. [1997a] により開発され、乱流強度と散乱相関距離が導出されている。さらに、Holloway et al. [1997b] は相関法で風速を測定する新たな方法も提案している。しかしながら、これらの干渉計法はそれぞれ前提とするモデルが少しずつ異なっており、それらの妥当性を相互比較観測などにより検討することが今後の課題である [Hassenpflug et al., 2003].

FSA 法 パワースペクトルが相関関数のフーリエ変換対であることから、FCA 法の解析をすべて周波数領域で行うこともできる [Costa and Fougere, 1988; Briggs

and Vincent, 1992]. これが FSA 法である. いま, 一般的な相互相関関数がガウス分布型であると仮定し, 1 対のアンテナ (i, j) の間隔を (ξ_{ij}, η_{ij}) とすると, 式 (7.29) から

$$\rho(\xi_{ij}, \eta_{ij}, \tau_{ij}) = \exp[-\{A\xi_{ij}^2 + B\eta_{ij}^2 + 2H\xi_{ij}\eta_{ij} + 2(F\xi_{ij} + G\eta_{ij})\tau + C\tau^2\}] \quad (7.30)$$

と表される. ここで, ガウス分布型相関関数の回転後の座標系を考えたとき, 楕円 $\rho = \xi^2/\xi_1^2 + \eta^2/\eta_1^2$ において $\rho = e^{-1}$ の場合を相関楕円と定義する.

式 (7.30) にフーリエ変換を施して得られる関数 $W_{ij}(f)$ について, その大きさの最大値を W_{ij} , 大きさが e^{-1} となる周波数幅を f_{ij} , 位相変化の傾きを m_{ij} とすれば, それらの式は既に導出されており,

$$W_{ij} = \left(\frac{\pi}{C}\right)^{1/2} \exp\left[-\left\{A\xi_{ij}^2 + B\eta_{ij}^2 + 2H\xi_{ij}\eta_{ij} - \frac{(F\xi_{ij} + G\eta_{ij})^2}{C}\right\}\right] \quad (7.31)$$

$$f_{ij} = \frac{C^{1/2}}{\pi} \quad (7.32)$$

$$m_{ij} = -2\pi \left[\frac{F\xi_{ij}}{C} + \frac{G\eta_{ij}}{C}\right] \quad (7.33)$$

で与えられる. ここで, f_{ij} は 3 台のアンテナで得た受信信号のパワースペクトルを平均したものにガウス関数をフィッティングすることによって求められる. 観測では, f_{ij} のほかそれぞれのアンテナで得た受信信号から 3 組の W_{ij} , m_{ij} が得られるため, 式 (7.31) ~ (7.33) の未知数はすべて決定される [Briggs and Vincent, 1992]. これらを式 (7.27), (7.28) に代入すれば, 水平風速が求められる.

SA 法で計測されるのは原理的に水平風成分のみである. 鉛直風成分を求めるには天頂方向に向けたビームで同時にドップラー速度を測定する. 低仰角サイドローブから高周波の不要エコーが混入した場合や特定周波数に干渉波が入る場合, FSA 法ではこれらを容易に除去できる.

7.2.3 運動量フラックスの測定

後に 12.3.1 項で詳細を論じる大気重力波は, 希薄な上層大気の大規模循環に大きな影響を与えている. これは下層大気中で励起された大気重力波が運動量フラックスを上方へ輸送し, 上層で放出することによって平均風を加減速するため

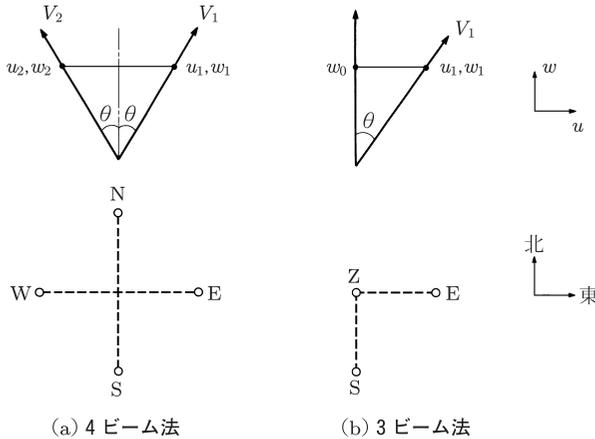


図 7.6 運動量フラックスを求めるためのレーダービーム走査. いずれも上図は側面から、下図は上から見た状態を示す. Fukao et al. [1988c] より改変

である. 運動量フラックスは, 水平風の平均風からの変動 u' と, 同じく鉛直流の変動 w' の共分散 $\overline{u'w'}$ で与えられる 2 次の微小変量で, 一般に w を直接測定できない気象レーダーでは測定は容易でないが, 大気レーダーではこれが可能である [Vincent and Reid, 1983].

図 7.6(a) に示すように, 天頂角 θ が同じで方位角が 180° 異なる 1 対のレーダービームを考える. 各ビームの視線方向風速 V_1 と V_2 は

$$V_1 = u_1 \sin \theta + w_1 \cos \theta \quad (7.34)$$

$$V_2 = -u_2 \sin \theta + w_2 \cos \theta \quad (7.35)$$

となる. ただし u_i と w_i ($i = 1, 2$) はそれぞれ水平風および鉛直流である. 平均風 $\overline{V_i}$ を観測期間の時間平均値とすると, 風速変動 V'_i は

$$V'_i = V_i - \overline{V_i} \quad (7.36)$$

で表される. ここで, 以下のように V'_1 と V'_2 の二乗平均値 (風速分散) の差を取る.

$$\begin{aligned} \overline{V_1'^2} - \overline{V_2'^2} &= \overline{(u_1' \sin \theta + w_1' \cos \theta)^2} - \overline{(-u_2' \sin \theta + w_2' \cos \theta)^2} \\ &= \overline{(u_1'^2 - u_2'^2) \sin^2 \theta} + \overline{(w_1'^2 - w_2'^2) \cos^2 \theta} \\ &\quad + 2\overline{(u_1'w_1' + u_2'w_2')} \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (7.37)$$

ただし u'_i と w'_i ($i = 1, 2$) はそれぞれ水平風および鉛直流の変動分である。大気重力波がレーダー上空を通過していく場合のように、風速変動の統計量が場所によらないと仮定すると、 $\overline{u_i'^2}$ 、 $\overline{w_i'^2}$ 、および $\overline{u_i'w_i'}$ はそれぞれ両ビームで等しくなる。したがって、式 (7.37) から運動量フラックスは以下のように求められる。

$$\overline{u_i'w_i'} = \frac{\overline{V_1'^2} - \overline{V_2'^2}}{2 \sin 2\theta} \quad (7.38)$$

この値は単位質量当りの運動量フラックスで、単位体積当りの運動量フラックスはこれに大気密度を乗じた量である。東西・南北両成分を求める場合には、図 7.6(a) のように 2 組のレーダービーム対が必要である。

一方、鉛直ビームを用いる場合は、同図 (b) に示すように u' は V_1' と w'_0 から次式で求められる。

$$u' = \frac{V_1' - w'_0 \cos \theta}{\sin \theta} \quad (7.39)$$

式 (7.34) を用いると、 u' は

$$u' = u'_1 + (w'_1 - w'_0) \cot \theta \quad (7.40)$$

となる。また、 w' は直接鉛直ビームで求められるから、 $w' = w'_0$ である。したがって、運動量フラックスは

$$\overline{u'w'} = \overline{u'_1w'_0} + (\overline{w'_1w'_0} - \overline{w_0'^2}) \cot \theta \quad (7.41)$$

と定義される。なお、式 (7.41) の右辺第 2 項は 2 ビームにおける風速変動の相関を含む。このため、大気重力波の水平スケールが 2 ビーム間距離に比べて十分大きい場合はこの手法で正確な運動量フラックスを測定することができる [Fukao et al., 1988b]。

7.3 乱流の観測

大気乱流は大気の不規則な運動で再現性がない。大気の運動はほとんどの場合乱流となっており、特に大気境界層では乱流が卓越する。一般に乱流は渦運動とみなされており、成層構造を成している対流圏界面より上の中層大気では、微細な乱流による渦拡散あるいは渦粘性作用が物質・エネルギー・運動量の鉛直輸送

に重要な役割をしていると考えられている。これまで、上層の大気乱流は主として気球や飛行機などによる直接観測 [Lilly et al., 1974] と物質分布の化学モデルなどから推定されてきた。鉛直渦拡散係数 (vertical eddy diffusivity) やエネルギー消散率 (energy dissipation rate) のリモートセンシングによる定量的な計測は、近年、大気レーダーによってはじめて可能となった [Weinstock, 1981; Hocking, 1983].

3.4 節で述べたように、大気レーダーの散乱スペクトルは、ブラッグ波数成分の乱流の渦 (乱渦) をトレーサーとする散乱体積内のさまざまなスケールの渦の速度分布を反映している。すなわち、中心周波数が散乱体積内の平均視線風速に、スペクトル幅が乱流に起因する風速分散に対応している。また、スペクトル強度も乱流強度に比例する。これらのパラメータをもとに、鉛直渦拡散係数やエネルギー散逸率を求めることができる。

7.3.1 スペクトル幅の推定

レーダーエコーは、ビームの散乱体積内にある個々の散乱体からの後方散乱信号の総和である。個々の散乱体は平均的には背景風に乗って運動 (移流) している。このため、ある高度のレーダーエコーのパワーベクトルは、背景風による平均ドップラー偏移の周りに個々の散乱体のランダムな運動が重畳した分布をしており、その分布形状は一般にガウス分布となる。スペクトル幅は散乱体積内の速度成分の広がりを反映しており、乱流のほか、さまざまな要因が寄与している。主要な要因として、レーダービームが広がりを持つことに起因するビームブロードニング (beam broadening)、散乱体積内に背景風の鉛直シヤーが存在することによるシヤーブロードニング (shear broadening)、および観測時間の推移に伴う背景風速の時間変動によるブロードニングがある [例えば Hocking, 1983]. したがって、乱流の寄与分を正しく把握するには、これらの要因を取り除くことが重要である。

ビームブロードニング 散乱体積内の視線方向の速度成分をレーダービームの主軸方向の成分で代表させているが、実際にはビームの広がりによって個々の散乱体に対する視線方向が微妙に異なる。このため、背景風が散乱体積内で一様であっても、図 7.7 に示すように、散乱体積内の各部分で風速の視線方向成分が少しずつ異なり、パワースペクトルで見るとレーダービームの主軸方向風速を中心とし

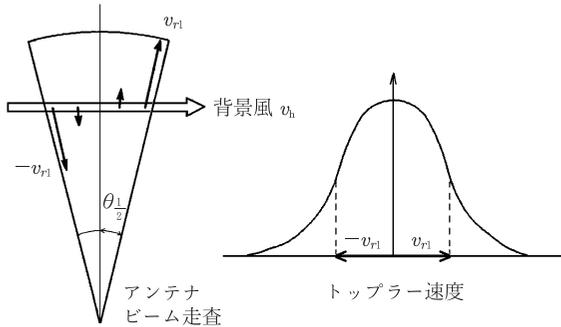


図 7.7 レーダービームの広がりによるパワースペクトルの広がり (ビームブロードニング) の概念

てスペクトル幅が広がることになる。この効果はビームブロードニングと呼ばれ、ビーム幅が広いほど影響が大きい。ビームブロードニングの大きさは、背景風とアンテナパターンから推定される。すなわち、一樣な背景風がビーム主軸方向と直交していると仮定して散乱体積内の各点で背景風の視線方向成分を求め、これをビームパターンで重み付けをして積分することによって計算される。しかし、通常の大気レーダーのようにビーム幅が数度程度である場合は、近似的に

$$\sigma_{\frac{1}{2}B} = \theta_{\frac{1}{2}} v_h \quad (7.42)$$

によって求められる [Hocking, 1985]。ここで $\sigma_{\frac{1}{2}B}$ はスペクトルの片側半値幅、 $\theta_{\frac{1}{2}}$ はレーダービームの送受 (往復) の片側半値幅、 v_H は背景風速を示す。例えばビーム幅 $4^\circ (\approx 7.0 \times 10^{-2} \text{ rad})$ 、水平風速 20 m s^{-1} では $\sigma_{\frac{1}{2}B} \approx 1.4 \text{ m s}^{-1}$ であり、ビームブロードニングによるスペクトルの広がりへの寄与分は 2.8 m s^{-1} 程度になる。現実には、種々のブロードニングの中でビームブロードニングはスペクトル幅に最も大きな影響を与えている。

散乱体積が乱流で満たされており、乱流が背景風に乗って移流している場合は、パワースペクトルは、乱流によるスペクトルとビームブロードニングによるスペクトルの畳み込み積分で表現される。したがって、それぞれのスペクトルを共にガウス分布とみなせば、レーダー観測によって得られるスペクトル幅 (片側半値幅) を $\sigma_{\frac{1}{2}}$ とするとき、

$$\sigma_{\frac{1}{2}}^2 = \sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}^2 + \sigma_{\frac{1}{2}B}^2 \quad (7.43)$$

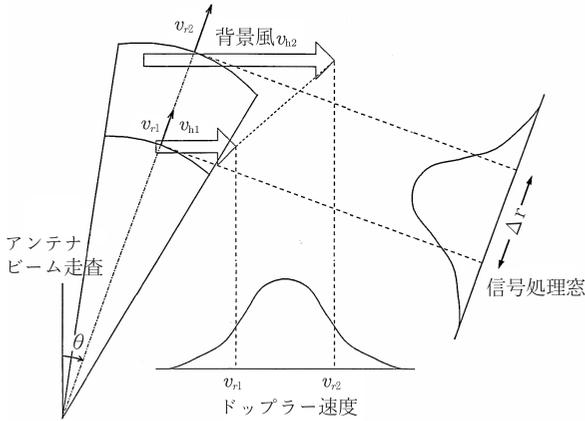


図 7.8 水平風シアーによるパワースペクトルの広がり (シヤープロードニング) の概念

となる．ここで， $\sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}$ は乱流によるスペクトル幅 (片側半値幅) である．

シヤープロードニング 乱流の背景風そのものが散乱体積内で不均一であれば，風速の視線方向成分も散乱体積内の各高度で異なり，観測されるパワースペクトルは広がる．実際には散乱体積内の各高度で背景風はほぼ一様と見なして支障がない．一方，水平風には大気中の波動の効果などにより鉛直方向に速度変化 (シヤアー) が生じることがある．これが大きな値を持つとスペクトルを広げる要因となる．この効果はシヤープロードニングと呼ばれる．シヤープロードニングは図 7.8 に示すように背景風の視線方向成分が関与するもので，鉛直ビームではほぼ無視できるのに対して，ビームの天頂角が大きくなればその効果が大きく現れる．

図 7.8 において，水平風のビーム方位角方向成分の鉛直シヤアーを S_w [s^{-1}] とするとき，シヤープロードニングによるスペクトル幅 (片側半値幅) $\sigma_{\frac{1}{2}S}$ は

$$\sigma_{\frac{1}{2}S} = \frac{S_w \sin \theta \Delta r}{2} \quad (7.44)$$

与えられる．ここで， θ はビーム主軸の天頂角， Δr は散乱体積の距離方向の大きさで，3.3.2 項で述べたように散乱体積の深さに等しく， $\Delta r = c\tau/2$ である．

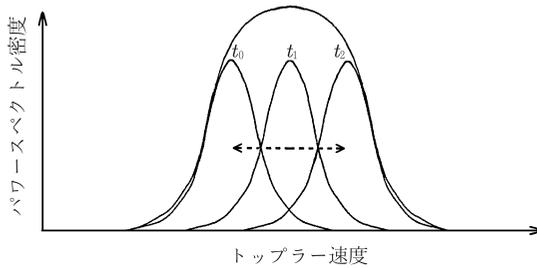


図 7.9 時間変動によるパワースペクトルの広がり概念

さて、背景風の鉛直シヤーの大きさは、12.3.1項で論じる大気重力波の砕波^{注3)}などの不安定解消作用を考慮することにより、以下のように見積もられる。すなわち、温度成層の指標であるブラント・バイサラ振動数を N とすると、現実の大気中では種々の不安定解消作用が働いて

$$R_i \equiv \frac{N^2}{|\partial u / \partial z|^2} \geq \frac{1}{4} \quad (7.45)$$

が成り立つ。ここで、 R_i は水平風の鉛直シヤーのある密度成層した大気の安定性を表すリチャードソン数 (Richardson number)^{注4)}、また、 $|\partial u / \partial z|$ は水平風の鉛直シヤーの絶対値を表す。一般に中層大気中では N は $|\partial u / \partial z|$ に比べて小さく、 $N \simeq 0.02 \text{ s}^{-1}$ の程度であるから、近似的に $|\partial u / \partial z| \leq 0.04 \text{ s}^{-1}$ となる。例えば天頂角 $\theta = 10^\circ$ 、 $\Delta r = 150 \text{ m}$ のとき、式 (7.44) から、 $\sigma_{\frac{1}{2}S} \leq 0.5 \text{ m s}^{-1}$ となる。

時間変動によるブロードニング 大気レーダーの観測では、7.1.2項で論じたように、検出能を改善するためにパワースペクトルを各周波数成分ごとに加算するインコヒーレント積分が行われる。この間に風速変動があれば、各パワースペクトルのドップラー偏移が少しずつ異なり、図 7.9 に示すように加算されたパワースペクトルの幅は単一パワースペクトルに比べて広がってしまう。このような風

注 3) 各種の不安定作用によって波が碎けること。12.3.1項参照。

注 4) 重力に打ち勝って鉛直方向に接する空気塊を入れ替えるのに必要な位置エネルギーと、仕事をするために用いることのできる運動エネルギーの比を示す。 $R_i < 1/4$ になるとシヤー不安定が発生し、この不安定は $R_i < 1$ の条件では消滅せずに維持される。また、 $R_i < 0$ のときは対流不安定が生じる。

速変動の主な要因になるのは大気重力波で、なかでもブラント・バイサラ振動数 N に近い周波数を持つ振動成分が最も大きく寄与する。その振幅を W とすると、インコヒーレント積分時間 τ の間の視線方向風速 v_r の分散 $\overline{(v'_r)^2}$ は

$$\overline{(v'_r)^2} = \frac{W^2}{2} \left\{ 1 - \frac{2}{N^2\tau^2}(1 - \cos N\tau) \right\} \quad (7.46)$$

で与えられる [Hocking, 1988]。観測から直接 $(v'_r)^2$ を求めることはできない。しかし、 v_r の連続する 2 つのデータの差が近似的にガウス分布をすることが観測により知られていることから、上式の τ を 2τ に置き換えて、 2τ の間の分散 $(v'_{2\tau})^2$ を定義することが可能である。これから、時間変動ブロードニングによるスペクトル幅 (片側半値幅) $\sigma_{\frac{1}{2}T}$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma_{\frac{1}{2}T}^2 &= 2 \ln 2 \overline{(v'_r)^2} \\ &\simeq 2 \ln 2 \frac{1 - (2/N^2\tau^2)(1 - \cos N\tau)}{1 - (1/2N^2\tau^2)(1 - \cos 2N\tau)} \overline{(v'_{2\tau})^2} \\ &\simeq 4 \overline{(v'_{2\tau})^2} \end{aligned} \quad (7.47)$$

式 (7.43) を拡張すれば、乱流によるスペクトル幅 $\sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}$ は、レーダー観測で得られるスペクトル幅 (片側半値幅) $\sigma_{\frac{1}{2}}$ から本節で論じた種々のブロードニング効果、すなわちビームブロードニング、シヤブブロードニング、および時間変動ブロードニングを除いた

$$\sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}^2 = \sigma_{\frac{1}{2}}^2 - (\sigma_{\frac{1}{2}B}^2 + \sigma_{\frac{1}{2}S}^2 + \sigma_{\frac{1}{2}T}^2) \quad (7.48)$$

で与えられる。実際に乱流パラメータと関係付けられるのは、乱流によるランダムな風速変動の分散 v_{rms}^2 である。 v_{rms}^2 は真のスペクトル幅で、式 (7.48) で求めた $\sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}^2$ と

$$v_{\text{rms}}^2 = \frac{1}{2 \ln 2} \sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}^2 \simeq 0.72 \sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}^2 \quad (7.49)$$

で関係付けられる^{注 5)} [Hocking, 1983, 1985]。以降、特に断らない限り速度成分はレーダー観測結果から種々のブロードニング効果を除いた乱流成分のみとみなして議論を進める。

注 5) $\exp(-\sigma_{\frac{1}{2}\text{turb}}^2/2\sigma_{\text{rms}}^2) = 1/2$ から導かれる。

7.3.2 乱流パラメータの推定

慣性小領域 大気乱流の時間・空間スケールの広がりには最大 10^5 倍にも及ぶ。一般に、3次元乱流は浮力や風速シヤーによって生成され^{注6)}、そのエネルギーは生成も消滅もせず大きな渦から小さな渦へと受け渡される。この領域は慣性小領域 (inertial subrange) と呼ばれ、エネルギースペクトルが波数の $-5/3$ 乗に比例することが知られている。粘性による摩擦が効果を持つ最小渦にまで至ると、運動エネルギーが熱エネルギーに変換されて失われる。この領域を粘性小領域 (viscous subrange) と呼ぶ^{注7)}。図 7.10 に慣性小領域 $[l_0, L_B]$ の高度変化を示す [Hocking, 1985]。ここで、 l_0 および L_B はそれぞれ半波長スケールおよび浮力スケール^{注8)} である。慣性小領域は、高度とともにレイノルズ数 (Reynolds

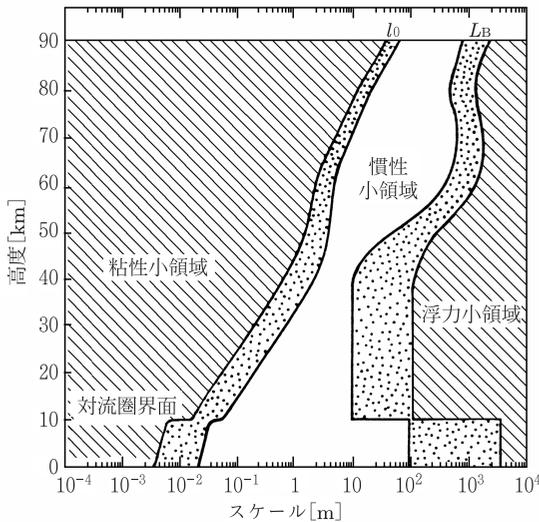


図 7.10 慣性小領域の高度プロファイル。Hocking [1985] より改変

注 6) 乱流が生成される領域を浮力小領域 (buoyancy subrange) と呼ぶ

注 7) 散逸領域とも呼ぶ。

注 8) 最大スケール。大気重力波の高周波限界であるプラント・バイサラ振動数 N を持つモードに対応するため、浮力 (buoyancy) スケールと呼ばれる。

number) 注 9) が小さくなることにより狭くなる。

エネルギー消散率 慣性小領域では、乱流の波数 κ に関するスペクトルであるエネルギー波数スペクトル $S(\kappa)$ は、慣性小領域における乱流の特性を定める単位質量当たりのエネルギー消散率 ϵ を用いて

$$S(\kappa) = a\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (7.50)$$

で表される。ここで、 $a(= 1.5)$ はコルモゴロフ (Kolmogoroff) 定数とする。

レーダー波長が慣性小領域にあるとき、観測できるのは浮力スケールから半波長スケールの乱渦までの運動である。したがって、スペクトル幅、すなわち式 (7.49) で与えられる速度分散は、式 (7.50) で与えられるエネルギー波数スペクトルの浮力スケールから半波長スケールまでの積分と

$$\frac{3}{2}v_{\text{rms}}^2 = \int_{\kappa_B}^{\kappa_b} a\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{5}{3}}d\kappa \quad (7.51)$$

で関係付けられる。ここで、 κ_B および κ_b はそれぞれ浮力スケールに対応した波数およびブラッグ波数である。 $\kappa_B \ll \kappa_b$ として式 (7.51) を解くと、

$$\epsilon \simeq a^{-3/2}\kappa_B^3 v_{\text{rms}}^3 \quad (7.52)$$

となる。ここで、乱流の低波数極限は

$$\kappa_B = \frac{N}{v_{\text{rms}}} \quad (7.53)$$

と表されるので、これを式 (7.52) に代入すると、 ϵ は

$$\epsilon \simeq a^{-3/2}Nv_{\text{rms}}^2 = C_t Nv_{\text{rms}}^2 \quad (7.54)$$

で与えられる。ここで、 C_t は定数で理論的には $C_t \simeq a^{-3/2} \simeq 0.5$ となるが、一般には、Weinstock [1981] が上式の関係成層圏で実測された多くのデータにあてはめて導出した経験値 $C_t \simeq 0.4$ が用いられることが多い [Hocking, 1983, 1985].

注 9) 流体の慣性力と粘性力の相対的な大きさを示す無次元数である。代表的な長さを L 、流速を U 、動粘性係数を γ (流体の粘性係数をその密度で割った値) とするとき、レイノルズ数 Re は $Re = UL/\gamma$ で与えられる。乱流の生成と存在は、 Re が大きく、一般に 10^3 を越える値になるためである。 γ が増し Re が減少すると、流体は粘性的となり乱流は消滅する。

鉛直渦拡散係数 鉛直渦拡散係数 (vertical eddy diffusivity) K は次式で定義される。

$$K = -\overline{\Theta'w'} / \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial z} \quad (7.55)$$

ここで、 z は高度、 w は鉛直流、 Θ は温位 (potential temperature) 注10)、 $(-)$ と $(')$ はそれぞれ平均場と変動成分を表す。また $\overline{\theta'w'}$ は乱流による鉛直熱輸送量である。一方、温位とプラント・バイサラ振動数 N は

$$N^2 \equiv \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (7.56)$$

の関係にある。ただし g は重力加速度である。いま、乱流によるエネルギー消散がレイノルズ応力によるエネルギー生成と平衡する状態を考えると、

$$\epsilon = -\frac{\partial \overline{u}'}{\partial z} \overline{u'w'} + \frac{g}{\Theta} \overline{\Theta'w'} = \left(1 - \frac{1}{R_f}\right) \frac{g}{\Theta} \overline{\Theta'w'} \quad (7.57)$$

となる。ここで u は水平風で

$$R_f \equiv \frac{g}{\Theta} \overline{\Theta'w'} / \frac{\partial \overline{u}'}{\partial z} \overline{u'w'} \quad (7.58)$$

はフラックス・リチャードソン数 (flux Richardson number) である。式 (7.56) ~ (7.58) を式 (7.55) に代入れば

$$K = \frac{\beta \epsilon}{N^2} \quad (7.59)$$

$$\beta \equiv \frac{R_f}{1 - R_f} \quad (7.60)$$

が得られる。 β は経験的に決められ、下部成層圏では、Lilly et al. [1974] にしたがい $R_f = 1/4$ を用いると、 $\beta = 1/3 \simeq 0.3$ となる。

7.3.3 大気屈折率と乱流構造定数の関係

2.2.2 項で論じたように、大気の屈折率 n は大気圧、大気温度、および水蒸気圧の関数になり、式 (2.84) で示される。屈折率 n の変動の分散値 δn は3次元ス

注10) 大気圧 p 、大気温度 T の状態にある空気塊を断熱的に気圧 p_0 まで移動させたときの温度を温位 Θ という。大規模な運動を考える場合には空気は断熱変化をされると考えられるので温位は保存量 (Lagrangian conserved quantity) である。一般に p_0 は 1000 hPa とされる。

ベクトル $\Phi(\kappa)$ と次式で関係付けられる.

$$\overline{\delta n^2} = \int_{\kappa_B}^{\infty} \Phi(\kappa) d\kappa \quad (7.61)$$

ここで, $\kappa_B = 2\pi/L_B$ である.

式 (3.116) および (3.120) を用いて式 (7.61) を書き換えれば,

$$\overline{\delta n^2} = \frac{5}{12} C_n^2 \int_{\kappa_B}^{\infty} \kappa^{-5/3} d\kappa \quad (7.62)$$

となる. ただし式 (3.116) において指数 $p = 5/3$ としている. 式 (7.62) を C_n^2 に関する式として表現すれば

$$C_n^2 = 5.45 L_B^{-2/3} \overline{\delta n^2} \quad (7.63)$$

となる. これを式 (3.121) に代入すると

$$\eta = 2.07 L_B^{-2/3} \lambda^{-1/3} \overline{\delta n^2} \quad (7.64)$$

が得られる.

式 (7.63) において, Tatarski (1961) は $\overline{\delta n^2}$ に代えて屈折率勾配 M_n を用いて次の関係を導いている.

$$C_n^2 = \kappa^2 \alpha L_B^{4/3} M_n^2 \quad (7.65)$$

ここで, 高度 z に対して $M_n = dn/dz$ で, 乾燥大気の場合, M_n は式 (2.84) から次式のように導かれる^{注 11)}.

$$M_n = -7.76 \times 10^{-5} \frac{p}{T} \frac{N^2}{g} \quad (7.66)$$

ただし式 (7.66) の p は大気圧である. また, κ および α は定数で, $\kappa^2 \simeq 2.8$, $\alpha \simeq 1.0$ である. これまでの研究から

$$L_B = F \epsilon^{1/2} N^{-3/2} \quad (7.67)$$

であることが知られている [Crane, 1980; Hocking, 1985]. ここで, F は定数で $F = 2\pi/0.62$ が一般的に使われている. 式 (7.65) および (7.67) から

$$C_n^2 \propto \epsilon^{2/3} M_n^2 N^{-2} \quad (7.68)$$

注 11) 式 (7.66) の詳細な導出は 7.5 節参照.

が得られる。レーダーシステムの諸元が既知であるとき、7.1.3項で述べたように受信電力から η を求め、それから C_n^2 を推定し、さらに C_n^2 から ϵ が求められている [Hocking, 1985; Cohn, 1995].

次に、式 (3.121) と式 (7.68) から

$$\eta \propto \epsilon^{2/3} M_n^2 N^{-2} \lambda^{-1/3} \quad (7.69)$$

が導かれる。式 (7.66) において、 p/T は大気密度に比例するがその変動は比較的小さい。したがって乾燥大気中では M_n は N^2 に比例する。この関係を式 (7.69) に当てはめると、 η は N^2 に比例することが分かる。また、 η は同式から明らかのように波長の $-1/3$ 乗に比例する。一方、 $\overline{\delta n^2}$ は波長に依存せず、また式 (7.68) から C_n^2 も波長に依存しない。

これに対して、50 MHz 帯レーダーで卓越する分反射からは、實際上、乱流の情報が得られない。すなわち、分反射係数 $|\rho^2|$ は次式で示すように M_n^2 とブラッグ波長スケールの屈折率揺らぎの強度 $E(\lambda/2)$ の積に比例することが示されている [VanZandt and Vincent, 1983; Gage et al., 1985].

$$|\rho^2| = C M_n^2 E\left(\frac{\lambda}{2}\right) \quad (7.70)$$

ここで、 C はレーダーシステムの諸元などで定まる定数である。Tsuda et al. [1988] は MU レーダーで観測された分反射エコー強度と、ラジオゾンデにより同時に観測された M_n^2 の値を比較し、両者が良く一致することから、分反射係数の高度プロファイルが主として M_n^2 によって定まることを示している。なお、式 (7.70) から、分反射強度は M_n^2 、言い換えれば N^4 に比例することが分かる。 N^2 がほぼ一定の成層圏では M_n は高度とともに大気密度のスケールハイト^{注12)} (約 7 km) で小さくなる。

7.4 温度プロファイルの観測

7.4.1 RASS 法による大気温度の測定

RASS (radio acoustic sounding system) は、大気レーダーと音波源の組み合わせによって大気温度を測定するシステムである [例えば Marshall et al., 1972;

注 12) 2.2.4 項、式 (2.95) を参照。

[Matuura et al., 1986; Tsuda et al., 1989a]. 図 7.11 に示すように、音波を上空大気に向かって発射すると大気密度にごく微弱な疎密が生じ、屈折率が変化する。大気レーダーでこの音波面に向かって電波を発射すると、生じた屈折率の変化により電波が散乱される。音速は大気運動よりも 10~100 倍程度高速であるため、受信信号の周波数スペクトルでは、音波はほぼ完全に大気エコーと分離した形になっている。したがって、この後方散乱信号から音波成分を取り出せば、そのドップラー偏移から音速を求めることができる。さらに、音速が大気温度に依存することを利用すれば大気温度を測定することができる。この測定は、従来から行われているラジオゾンデ観測と比べて空間的にも時間的にも非常に高い分解能で行うことができる。

見かけ上の音速 (apparent sound velocity) c_a は、真の音速 (true sound velocity) c_s と背景風の速度 v の和として

$$c_a = c_s + v \quad (7.71)$$

で示される。したがって、RASS 法で得られる音速 c_a は

$$c_a = c_s \cdot \mathbf{i} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{i} \quad (7.72)$$

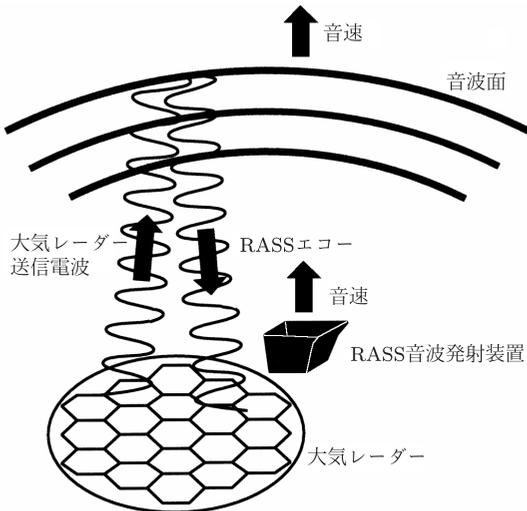


図 7.11 RASS 観測の原理. 津田 [2001] より改変

となる．ここで， \mathbf{i} は視線方向の単位ベクトルである．また， c_a は大気レーダー観測で得られるドップラー周波数 f_{da} と

$$f_{da} = \frac{2c_a}{\lambda} \quad (7.73)$$

の関係にある．ただし λ はレーダー波長である．簡単のため，背景風がないと仮定すれば，音速 $c_a (= c_s)$ [m s^{-1}] と大気温度 T [K] は次式で関係付けられる．

$$c_a = K_d \sqrt{T} \quad (7.74)$$

ここで， K_d は湿度によって変化する定数であり，乾燥大気中では

$$K_d = \sqrt{\frac{\gamma R}{M}} \simeq 20.047 \quad [\text{m s}^{-1} \text{K}^{-1/2}] \quad (7.75)$$

である．ただし γ は理想気体の比熱比 (specific heat ratio)， R は気体定数， M は大気平均分子量である．レーダーで観測される f_{da} を式 (7.73) に適用して求めた c_a を式 (7.74) に代入することによって，高度 z に対する温度プロファイル $T(z)$ が得られる．

湿潤大気中では，乾燥大気中に比べて音速はわずかに大きくなる．このとき，湿潤大気の温度は式 (7.74) から

$$T_v = \left(\frac{c_a}{K_d} \right)^2 \quad (7.76)$$

で示される．ここで， T_v は大気の仮温度 (virtual temperature)，すなわち水蒸気混合比が q [kg kg^{-1}] の実際の湿潤大気と同一の気圧と体積を持つ乾燥大気を仮定した場合の等価温度で，実温度 T とは

$$T_v = (1 + 0.608q)T \quad (7.77)$$

で関係付けられる．

7.4.2 屈折率の変化と RASS 法のレーダー方程式

屈折率の変動 下層大気中では，式 (2.84) に示した大気による電波の屈折率 n に寄与する電子密度の効果は無視できる．このとき， n は大気圧 p [hPa]，大気温度 T [K]，および水蒸気圧 e [hPa] を用いて次式で示される．

$$n = 1 + 7.76 \times 10^{-5} \frac{p}{T} + 3.73 \times 10^{-1} \frac{e}{T^2} \quad (7.78)$$

上式の右辺第2項および第3項はそれぞれ乾燥大気および湿潤大気の寄与である。第3項は次節で水蒸気プロファイルを論じる際には有用であるが、本項では簡単のためこれを省略し、乾燥大気について論じる。このとき n は次式で表される。

$$n = 1 + 7.76 \times 10^{-5} \frac{p}{T} \quad (7.79)$$

大気圧の変動 dp によって生じる n の変動は、式 (7.79) から

$$dn = 7.76 \times 10^{-5} \left(\frac{dp}{T} - p \frac{dT}{T^2} \right) \quad (7.80)$$

で与えられる。ここで dT と dp の間には

$$dT = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} dp \quad (7.81)$$

の関係がある。式 (7.81) を式 (7.80) に代入すれば、屈折率の変動と温度の関係式として

$$dn = 7.76 \times 10^{-5} \frac{1}{T\gamma} dp \quad (7.82)$$

が得られる。

音波強度 音波強度 (acoustic intensity) I_a [W m^{-2}] は、伝搬方向に直角な単位面積を毎秒通過する音波エネルギー (sound power) で、音圧^{注 13)} \bar{p} を用いて

$$I_a = \frac{\bar{p}^2}{\rho_a c_s} \quad (7.83)$$

で与えられる。ここで、 ρ_a は大気密度 [kg m^{-3}]、 c_s は真の音速 [m s^{-1}] である。出力 P_a 、利得 G_{at} の音源から送信された音波の距離 r での強度は

$$I_a(r) = \frac{P_a G_{at}}{4\pi r^2} \quad (7.84)$$

となる。式 (7.83) および (7.84) から、距離 r での音圧 \bar{p} は

$$\bar{p}(r) = \sqrt{\frac{\rho_a c_s P_a G_{at}}{4\pi r^2}} \quad (7.85)$$

注 13) 音波通過によって生じる気圧の変動の 2 乗平均平方根 (root mean square; rms)

で示される. 式 (7.82) の dp に対して式 (7.85) を用いれば, 屈折率の変動 dn の rms である \bar{n} は

$$\bar{n}(r) = \frac{A_a}{r} \quad (7.86)$$

となる. ここで, A_a は音波源の諸元と大気の状態によって決まる定数で

$$A_a = 7.76 \times 10^{-5} \frac{1}{T\gamma} \sqrt{\frac{\rho_a c_s P_a G_{at}}{4\pi}} \quad (7.87)$$

で与えられる.

RASS 法のレーダー方程式 音波面からの後方散乱による大気レーダーの受信電力 P_{ar} は, 詳細を付録 C に示すように

$$P_{ar} = A_a \frac{4\pi^2 P_t}{\lambda^2 r^2} \left(\frac{\Delta r}{2} \right)^2 \text{sinc}^2 \left[(2k - k_a) \frac{\Delta r}{2} \right] \quad (7.88)$$

で与えられる [Marshall et al., 1972]. ただし $\text{sinc}x = \sin x/x$ とする. A_a は式 (7.87) で与えられる定数, P_t および λ はそれぞれ大気レーダーの送信出力および波長, r は大気レーダーから音波面までの距離, Δr は距離分解能である. また, k および k_a は, それぞれレーダーの波数および音波の波数である.

7.4.3 ブラッグ条件と背景場

ブラッグ条件 RASS エコーを受信するためには, 音波の波数ベクトル \mathbf{k}_a とレーダー電波の波数ベクトル \mathbf{k} の間に, ブラッグ条件 (Bragg condition)

$$\mathbf{k}_a = 2\mathbf{k} \quad (7.89)$$

が成立しなければならない. このためには, 両者の波数ベクトルの方向および振幅が

$$\mathbf{k}_a // \mathbf{k} \quad (7.90)$$

$$|\mathbf{k}_a| = 2|\mathbf{k}| \quad (7.91)$$

の条件を満足することが求められる. 式 (7.90) は音波面がレーダービーム方向と直交すること, また式 (7.91) は音波の波長がレーダー波長の半分の長さであるこ

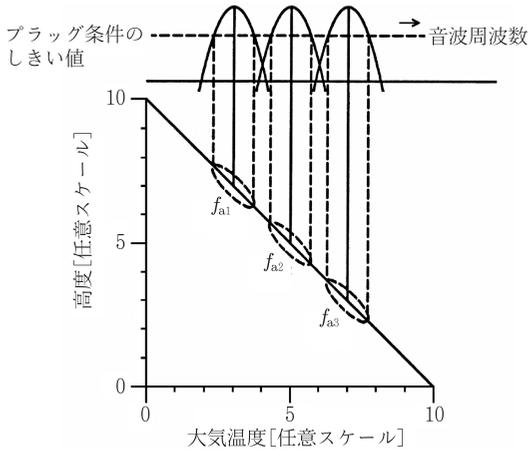


図 7.12 RASS 観測における周波数掃引の概念. Adachi [1996] より改変

とを示している. 例えば, 50 MHz および 1300 MHz の各送信周波数の大気レーダーでは, 音波の周波数はそれぞれ 110 Hz および 2.86 kHz 前後に設定される. ただし, 高度によって温度が異なり, したがって音速が変化するために, 一般に広い高度範囲にわたって式 (7.91) の条件を満足させることは容易ではない. このため, 単一周波数ではなく周波数を時間掃引した音波を用いて観測を行う [Masuda et al., 1992]. 図 7.12 は RASS 観測における音波周波数の掃引を概念的に示したものである. 図中の上段は音源の周波数掃引, 下段は大気温度のプロファイルを示す. 音源に f_{a1} , f_{a2} , f_{a3} の 3 種類の周波数が用いられるとき, ブラグ条件のしきい値を満たす周波数範囲, すなわち同図の破線で示す楕円に相当する高度で温度測定が可能になる.

背景風の影響 式 (7.72) の右辺第 2 項は背景風の視線方向成分 v_r で, 通常の大気レーダー観測によって求められる. したがって, 式 (7.76) は背景風を考慮した場合は

$$T_v = \left(\frac{c_a - v_r}{K_d} \right)^2 \quad (7.92)$$

となる. 実際の観測対象となる対流圏では一般に高度が上がるにしたがって水平風速が増大するため, RASS 観測が可能範囲は温度と水平風の存在に大きく依

存している [Masuda, 1988].

図 7.13 は、音波源から発した音波面前面が伝搬する様子を、1 秒後から 29 秒後まで 2 秒ごとに示したものである。(a) では音速 $c_s(z)$ [m s^{-1}] が高度 z [m] に対して $c_s(z) = 331 - 2.8 \times 10^{-3}z$ と線形に変化し、背景風は無いと仮定した。高度の増加に伴い音速が低下するため、音波面の断面は水平方向に長軸を持ち、高度軸に対称な楕円となる。一方、(b) では音速が (a) と同一で、かつ水平風 $u(z)$ [m] が高度に対して $u(z) = 0.1 + 4.5 \times 10^{-3}z$ と線形に変化すると仮定した。この場合、音波面は風下側に押しやられ、ゆがんだ形状となる。

一般に大気温度と風向風速は高度とともに変化するため、音速は鉛直方向と水平方向で異なる。このため、縦波である音波面は鉛直方向と水平方向で曲率が変

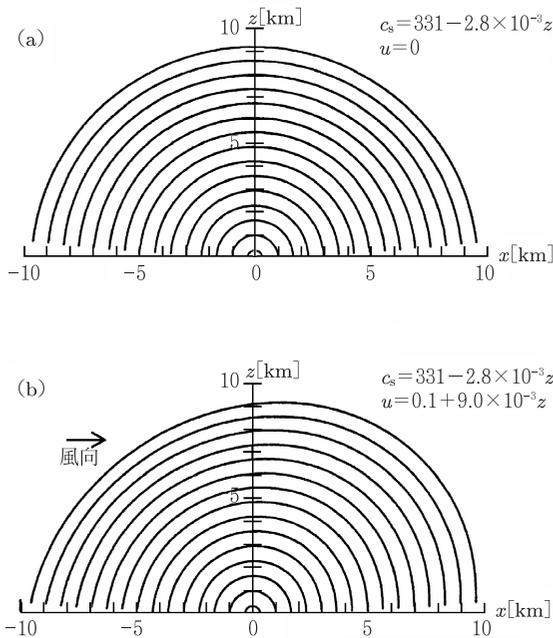


図 7.13 音波面の断面シミュレーション (a) 音速が高度に対して線形に減少し、背景風がないと仮定した場合。(b) 音速変化は (a) と同一で、水平風が高度と共に線形に増大すると仮定した場合。Masuda [1988] より改変

化し、波源から離れるにしたがい電波の波数ベクトルと音波面を直交させることが困難になり、これが RASS 法の観測範囲を制限することになる。

図 7.14 は、2次元音波面レイトレーシング (ray-tracing of acoustic wave fronts) によって、RASS 法の探知範囲をシミュレーションした結果を示す [Adachi, 1996]. 図中の同心円状の曲線は音波面が伝搬する様子を 5 秒間隔で示す. 陰影領域は、レーダービームと音波面が直交する点に近い領域、すなわち RASS 観測が可能な領域を示し、レーダービーム主軸と音波面が直交する点からの距離によってランク分けされている. (a) ~ (d) の各図において、音速は高度と共に図 7.13 の場合と同一の値で変化すると仮定している. (a) は無風時、(b) は全高度で左から

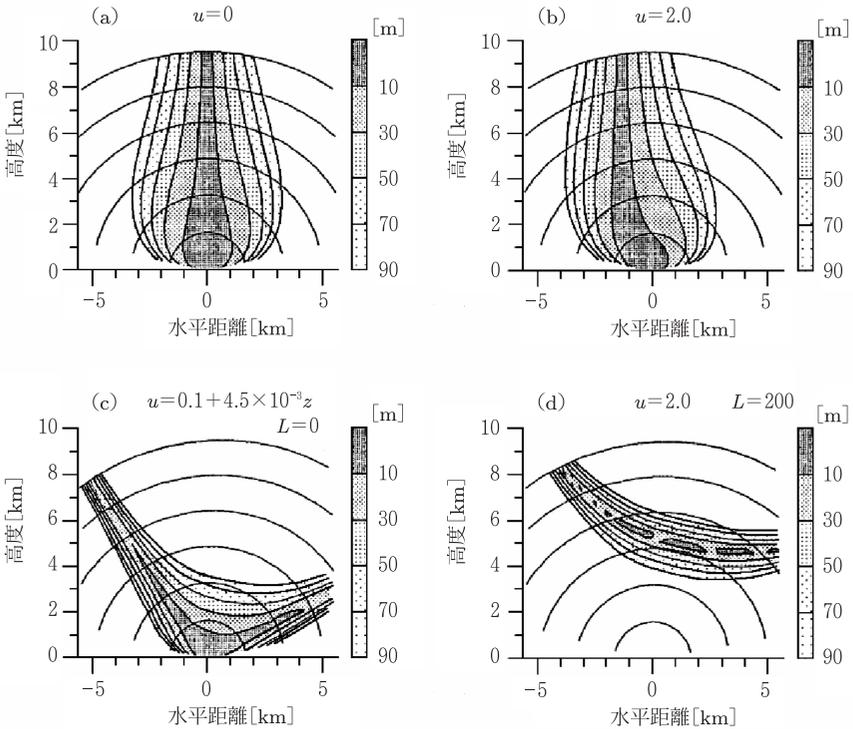


図 7.14 2次元音波面トレーシングによって求めた RASS 観測の探知範囲. 図中の式の u は水平風速 [m s^{-1}], z は高度 [m], L は大気レーダーアンテナの中心から音波源までの距離を示す [Adachi, 1996]

右に 2 m s^{-1} の水平風が存在するとしたときのものである。また、(c) は、図 7.13(b) と同様に高度 z [m] に対して水平風が $u(z) = 0.1 + 4.5 \times 10^{-3}z$ で線形に変化すると仮定したとき、(d) は (c) と同じ温度および背景風の条件で、レーダーアンテナと音波源を 200 m 離れた場合のものである。

これらの図から、無風時を除き、レーダービームを鉛直方向に固定したままより、適宜音波面に直交するように走査すると RASS 観測がより高い高度範囲まで可能となること、すなわち RASS 法にはレーダービーム走査が有効であることが示される。また、レーダーアンテナから離して複数の音波源を設置し、これらを同時に動作させると RASS 法の観測範囲をさらに拡大する上で有効である。

7.5 水蒸気プロファイルの推定

大気のエコー強度から水蒸気プロファイルを推定するプロセスでは、まず屈折率勾配 M_n を求め、次いで M_n と温度プロファイルから水蒸気プロファイルを得る。ただし、レーダーで得られるのは絶対値 $|M_n|$ であるため、その符号判定に工夫が求められる。

ブラント・バイサラ振動数 ブラント・バイサラ振動数 N は RASS 法で得られた温度プロファイルから求めることができる。すなわち、式 (7.56) で示した N の自乗値は、温位 Θ あるいは大気温度 T を用いて

$$\frac{N^2}{g} = \frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) \quad (7.93)$$

で示される。ここで、 g は重力加速度、 z は高度である。 Γ は乾燥断熱減率 (dry adiabatic lapse rate) で、 g と定圧比熱 $C_p (= 1004 \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}])$ により $\Gamma = g/C_p = 9.80 \text{ [K km}^{-1}]$ で与えられる。また、 Θ は T と大気圧 p を用いて

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} \quad (7.94)$$

で表される。ここで、 p_0 は 1000 hPa、 R は乾燥空気の気体定数 ($= 287 \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}]$) である。

混合比 湿潤大気の水蒸気密度と大気密度の比が混合比 (mixing ratio) q で, 気圧 p と水蒸気圧 e を用いて

$$q = 0.622 \frac{e}{p} \quad (7.95)$$

で与えられる. 式 (7.78) の T および e をそれぞれ式 (7.94) および (7.95) で置き換えると, 屈折率 n は次式で表される.

$$n = 1 + 7.76 \times 10^{-5} \frac{p}{\Theta} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \left[1 + 7800 \frac{q}{\Theta} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \right] \quad (7.96)$$

屈折率勾配 屈折率勾配 M_n は 7.3.3 項で述べたように $M_n = dn/dz$ で定義されるため, 式 (7.93), (7.94), および (7.96) から

$$M_n = -7.76 \times 10^{-5} \frac{p}{T} \left(\frac{N^2}{g} + 15600 \frac{q}{T} \frac{N^2}{g} - \frac{7800}{T} \frac{dq}{dz} \right) \quad (7.97)$$

で表現される [Ottersten, 1969b]. 式 (7.97) は $q(z)$ に関する以下の式に書き換えられる.

$$\frac{dq}{dz} + A(z)q = B(z) \quad (7.98)$$

ただし

$$A(z) = -\frac{2N^2}{g} \quad (7.99)$$

$$B(z) = 1.65 \frac{T^2}{p} M_n + \frac{1}{7800} \left(\frac{dT}{dz} + \Gamma \right) \quad (7.100)$$

である. 式 (7.98) において $z = z_0$ で $q(z_0) = q_0$ かつ $\Theta(z_0) = \Theta_0$ となる境界条件を与えれば, 混合比の高度プロファイル $q(z)$ を以下のように解くことができる.

$$q(z) = \Theta^2 \left[\int_{z_0}^z B(z) \Theta^{-2} dz + \frac{q_0}{\Theta_0^2} \right] \quad (7.101)$$

ただし式 (7.69) が示すように, $\eta \propto M_n^2$ であるから η の観測値から推定されるのは $|M_n|$ である. したがって, M_n を式 (7.100) に用いるにはその符号を決めることが必要である. この符号決定を同じレーダー観測で行うことは不可能とされており, 気球観測結果を参照する方法, M_n と N^2 の相関関係を用いる方法などが提案されている. 最近では, GPS (global positioning system) ゾンデで得た GPS

電波の伝搬遅延から可降水量を計算し、次のように符号決定する方法が有効とされている。すなわち、レーダー観測で推定される水蒸気プロファイルを高度方向に積分して可降水量を算出し、これがGPSによる可降水量と大きく相違しないように M_n の符号を適宜修正する。なお、式 (7.101) 中の温位 Θ は RASS 観測で得られた仮温位を用いて計算される。仮温位と実温位の差は対流圏の水蒸気の多いところで数 K であるので Θ には最大で 1% 程度の誤差が含まれることになる。しかしこれによる比湿の差は高々 1~2% である [Furumoto et al., 2003]。

7.6 レーダー干渉計法

大気レーダーの新しい観測手法として注目されているのがレーダー干渉計 (radar interferometry; RI) 法で、レーダーのビーム幅やパルス幅で定まる分解能を超えた細かい分解能を実現する応用手法である。

これまで述べてきたように、レーダーの距離分解能はパルス幅によって決まる。したがって、パルス幅を狭くすれば距離分解能は上がるが、一方、パルス幅は周波数帯域幅と関連するため、むやみに帯域幅を拡げることはできない。また、パルス幅を抑えることは受信信号の SNR を低下させることにつながる。このため、大気レーダーの場合は距離分解能 (高度分解能) を 150~600 m 程度に設定するのが一般的である。また、角度分解能はアンテナのビーム幅によって決まり、アンテナ開口径に依存する。アンテナ開口を広げるほど角度分解能が向上するが、アンテナ設置スペースなどの物理的な制約がある。このため、アンテナビーム幅は一般に数度程度に設定されている。干渉計はこれらの制約を超えた分解能を実現し、対象標的の散乱体積内部に含まれる乱流分布などの微細な構造を解き明かす手法である [例えば Fukao and Palmer, 1991]。

7.6.1 SDI 法

SDI (spatial domain interferometry) 法は、複数の受信アンテナを適当に離して設置し、受信電波の空間的な位相差を測定することにより、散乱体をアンテナビーム幅よりも細かな角度分解能で測定する手法である [Palmer et al., 1991; Larsen et al., 1992]。

レーダーの波長 λ 、アンテナ開口径 D_a に対して、ビーム幅は λ/D_a に比例す

る．通常，レーダー観測ではこのビーム幅よりも大きい対象標的にビームを照射し，散乱体積内が対象標的によって満たされた状態で観測を行うことを前提としている．このため，角度分解能はレーダービーム幅に等しい．これに対して，SDI法では間隔を置いた複数のアンテナで受信した信号の位相差を利用してビーム幅内の対象標的の方向を測定する．実際には同一基線上にない3台の受信アンテナを用いることが一般的であるが，簡単のため隣接した2台の受信アンテナを例に，SDI法の概念を示す．図7.15は，天頂角 δ に位置する水平速度 v の対象標的からの後方散乱波を，間隔 D_a で設置された2台のアンテナで受信する様子を示す．ここで，対象標的はいずれのアンテナからもビーム内に含まれているとする．

アンテナ1および2で受信した信号の複素フーリエ変換を行った結果を模式図的に示すと，図7.16のようになる．2台のアンテナから見た対象標的の天頂角はほぼ δ であるから，水平速度の視線方向成分 $v \sin \delta$ は，2台のアンテナ共に同図の上段に示す速度スペクトルのピーク位置に現れる．それぞれのアンテナと対象標的の距離はほぼ同じであるため，2台のアンテナ間で受信電力強度に差はほとんど生じない．

一方，各アンテナの受信位相は波数と対象標的までの距離で決まり，わずかな

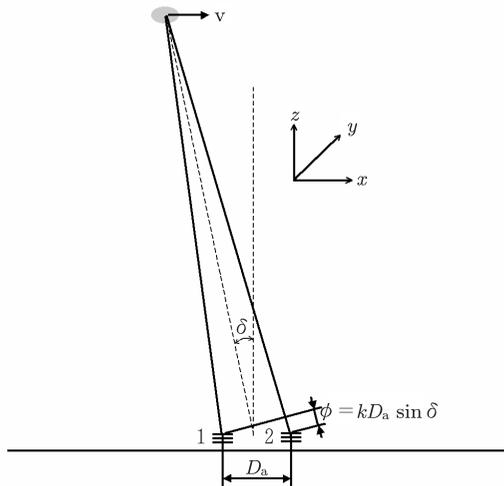


図 7.15 SDI 法の概念を示す図

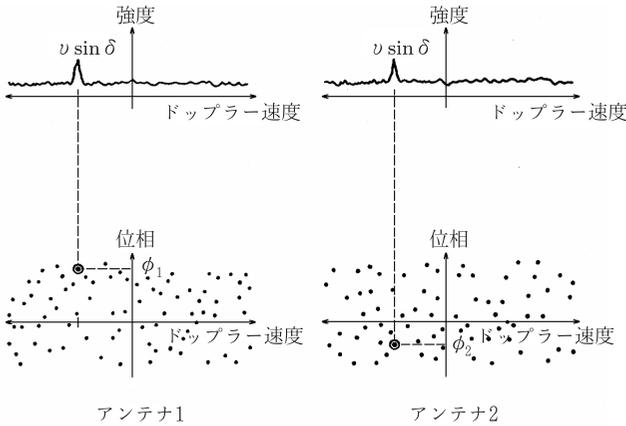


図 7.16 2 台のアンテナで得た受信信号のフーリエ変換結果の模式図

距離差でも両アンテナの受信信号の位相には

$$\phi = \phi_1 - \phi_2 = kD_a \sin \delta \tag{7.102}$$

で示される差が生じる。ここで、 k は波数で、 $k = 2\pi/\lambda$ で与えられる。この様子が図 7.16 の下段に示される。

風ベクトルの推定 SDI 法において、視線方向の速度成分 v_r の標的を図 7.17 の基線に沿う 2 台のアンテナで受信するとき、信号の位相差 ϕ は、図 7.15 の天頂角 δ が十分小さいとすると、式 (7.102) から

$$\phi = kD_a \cos(\alpha - \theta) \sin \delta \simeq kD_a \cos(\alpha - \theta) \delta \tag{7.103}$$

で与えられる。ここで、 α および θ はそれぞれ 2 台のアンテナを結ぶ基線および風ベクトルの方位角を示す。一方、 v_r は以下のように与えられる。

$$v_r = v_h \sin \delta + w \cos \delta \simeq v_h \delta + w \tag{7.104}$$

ただし v_h と w はそれぞれ水平風および鉛直流である。式 (7.104) を式 (7.103) に代入すれば、 ϕ は v_r の関数として

$$\phi(v_r) = \left\{ \frac{kD_a \cos(\alpha - \theta)}{v_h} \right\} v_r - \left\{ \frac{wkD_a \cos(\alpha - \theta)}{v_h} \right\} \tag{7.105}$$

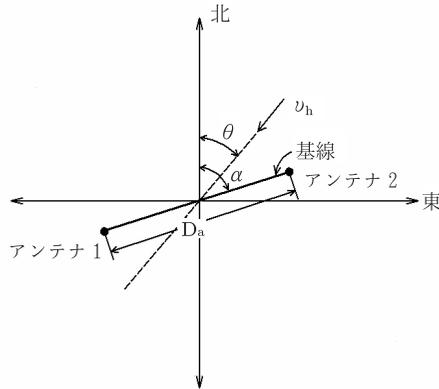


図 7.17 SDI 法による風推定で用いる座標における 2 台のアンテナの位置関係

で示される [Palmer et al., 1991].

式 (7.105) は単一の孤立標的に対するものであるが、大気のような分布型標的にも当てはまる。受信信号の位相は散乱体の位置に依存する。数度程度の細かいレーダービーム幅内では風速は一樣とみなされることから、散乱体の天頂角が正から負に変化するにつれ視線方向速度 v_r も連続的に変化する。例えば天頂角が $-\delta$ にある標的の v_r は δ にある標的とは大きさが同じで符号が逆向きとなる。このため、 ϕ は式 (7.105) に従って直線的に変化する。1 組のアンテナで大気散乱による信号を受信するとき、それらのクロススペクトル^{注 14)} を取るとその位相 ϕ が v_r の一次関数になることが既に観測的にも示されている [Farley et al., 1981; Röttger et al., 1990]. このとき、式 (7.105) は $\phi(v_r) = mv_r + b$ の形で表される。傾き m および切片 b はそれぞれ

$$m = \frac{kD_a \cos(\alpha - \theta)}{v_h} \quad (7.106)$$

$$b = \frac{-wkD_a \cos(\alpha - \theta)}{v_h} \quad (7.107)$$

である。ここで、 $u' = \sin \theta / v_h$, $v' = \cos \theta / v_h$ とすると、式 (7.106) は

$$m = kD_a(u' \sin \alpha + v' \cos \alpha) \quad (7.108)$$

注 14) パワースペクトルが自己相関関数のフーリエ変換で与えられるのに対し、クロススペクトルは相互相関関数のフーリエ変換で定義される [例えば日野, 1977].

となる。2組のアンテナ対から2組の独立な m と α が決まれば上式により、 u' と v' が一意的に決まる。いま、アンテナ1, 2およびアンテナ1, 3の各アンテナ対による m と α をそれぞれ (m_{12}, α_{12}) および (m_{13}, α_{13}) とすれば、 u' と v' はそれぞれ

$$u' = \frac{1}{kD_a\Delta} [m_{12} \cos \alpha_{13} - m_{13} \cos \alpha_{12}] \quad (7.109)$$

$$v' = \frac{1}{kD_a\Delta} [m_{13} \sin \alpha_{12} - m_{12} \sin \alpha_{13}] \quad (7.110)$$

となる。ただし $\Delta = \sin \alpha_{12} \cos \alpha_{13} - \sin \alpha_{13} \cos \alpha_{12}$ とする。以上から u' および v' が得られれば、水平風 v_h および風ベクトルの方位 θ は

$$v_h = \frac{1}{\sqrt{(u')^2 + (v')^2}} \quad (7.111)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{u'}{v'}\right) \quad (7.112)$$

によって求められる。一方、鉛直流は上で求められた v_h を用いて式 (7.107) によって計算される。あるいは式 (7.105) で $\phi = 0$ となるときに視線方向速度 v_r から、次式で与えられる。

$$w = v_r|_{\phi=0} = -\frac{b_{12}}{m_{12}} \quad (7.113)$$

50 MHz 帯大気レーダーでは、散乱層が水平からわずかに傾いている場合、水平風の漏れ込みが生じて鉛直ビームで正確な鉛直流が測定されないことがある。しかし、SDI 法では2組のアンテナ間の位相が零になるとき、すなわちレーダービームが正確に天頂を向くときには、鉛直流に寄与するのは真の鉛直流のみであることから正確な測定が可能である。

7.6.2 FDI 法

受信信号の位相は、散乱層の視線方向位置に関連している。FDI (frequency domain interferometry) 法は、わずかに周波数の異なる複数の送信波を照射し、受信信号間の位相差をもとにしてレーダーの送信パルス幅よりも細かい高度分解能を得る手法である [Kudeki and Stitt, 1987]。一般に、FDI 法では鉛直方向にビームを照射する。図 7.18 に示す FDI 法概念図のように、連続する2つの送信パルス S1 および S2 の周波数 f_1 および f_2 を適切に選べば、両者の受信信号の位相

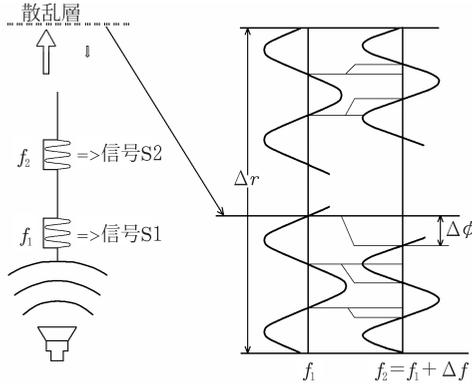


図 7.18 FDI 法 の 概 念 を 示 す 図

差は最大で 2π になる．ここで周波数差が大き過ぎると、 2π 以上の位相差による折り返しが生じる．同図から明らかなように、散乱層の位置が変化すると、これに応じて位相差 $\Delta\phi$ も変化する．この位相差を測定することによって散乱層の相対的な位置を推定することができる．ただし、散乱層の絶対的な位置は送信パルスの初期位相が分からなければ確定することができない．

以下に、散乱体積内の散乱層の位置を推定する過程について述べる．なお、一般的な MST レーダーのパルス幅は 150 m 程度であるが、この幅の中に複数の散乱層があれば本手法による推定に誤りが生じるため、注意が必要である．ここで、信号 S1 および S2 の電圧 v_1 および v_2 から、下式によりコヒーレンス (coherence) S_{12} を求める．

$$S_{12} \equiv \frac{\langle v_1 v_2^* \rangle}{\sqrt{\langle |v_1|^2 \rangle \langle |v_2|^2 \rangle}} \quad (7.114)$$

ただし期待値は実際にはあらかじめ決められた時間窓での時間平均を指す．コヒーレンスの位相を ϕ 、振幅を $|S_{12}|$ 、 σ_r を距離重み関数すなわち $\sigma_r = 0.35cr/2$ とするとき、散乱層の厚さ $2\sigma_1$ およびレーダーから散乱層の中心位置までの距離 z_1 は次の各式で与えられる [Franke, 1990]．

$$2\sigma_1 = 2\sqrt{\frac{2C\sigma_r^2}{\sigma_r^2 - C}} \quad (7.115)$$

$$z_1 = -\frac{\phi}{4\Delta k} \frac{\sigma_1^2 + 2\sigma_r^2}{\sigma_r^2} \quad (7.116)$$

ただし

$$C = -\frac{1}{2\Delta k^2} \ln \left\{ |S_{12}|(1 + N/S) \sqrt{1 + \frac{\Delta k^2 \sigma_t^4}{z_0^2}} \right\} \quad (7.117)$$

とする。ここで、 Δk は信号 S1 および S2 の波数をそれぞれ k_1 および k_2 とするときの波数差 $k_1 - k_2$ 、 N/S は SNR の逆数、 z_0 はレーダーから散乱体積の中心までの距離を示す。また、 σ_t はアンテナ径重み関数を示し、 $\sigma_t = \sqrt{2}z_0\theta_6/3.33$ とする。ただし θ_6 は送受信アンテナの利得和が 6 dB 低下するビーム幅である。

7.6.3 事後ビーム走査法

SDI の概念を拡張すると、2 台のアンテナで受信された信号に適当な位相量を加算することにより、観測結果を、あたかもレーダービームを任意の方向に向けたように処理できる。したがって、同一基線上にない 3 台のアンテナを用いると、レーダービーム幅内の散乱強度の水平分布を映像化することが可能になる。時系列信号そのものに位相量を与える方法は事後ビーム走査 (post beam steering; PBS) 法 [Röttger and Ierkic, 1985; Van Baelen et al., 1991] と呼ばれる。一方、信号に統計処理を施した後に位相量を与える方法は事後統計的走査 (post statistic steering; PSS) 法と呼ばれる [Kudeki and Woodman, 1990; Palmer et al., 1990; 1993]。前者はすべての受信データを記録しなければならないが、後者は相関関数やスペクトルだけを記録するため、計算量や記録容量を減ずることができる。次節に述べるフーリエ法に基づく映像法は、PSS 法を N 個のアンテナの場合に一般化したものである。

7.7 レーダー映像法

SDI 法と FDI 法では、それぞれ散乱信号のレーダービーム幅内到来角 (angle of arrival; AOA) や散乱体積内の散乱層の位置と厚さを決定できる。ただし、いずれも 1 組の受信アンテナや周波数を用いる基礎的な方法であり、得られる情報は限られる。このため散乱層を極めて単純化して考えねばならない。例えば、SDI 法では傾いた単一の散乱層を、また FDI 法では単一のガウス型散乱層を想定している。特殊な気球観測などから一般にこれらの想定が必ずしも正しくないことが

知られており、両方法で得られる結果は、単に散乱層の見かけの様相をとらえているに過ぎない。

多数の受信アンテナおよび周波数を用いてより高度な信号処理を施すことにより、これらの散乱層に関する制約を少なくすることができる。最近、VHF/UHF帯の大気レーダーにもこれらのアルゴリズムを適用した新しい観測法が導入され始めた。それらは、もともと電波天文学や音響のアレーアンテナ信号処理分野で発展してきた映像技術であり、レーダー映像法 (radar imaging techniques)、あるいは干渉計映像法 (interferometric imaging techniques) と呼ばれる。本節では空間領域 (時間領域) を中心に話を進めるが、この方法は周波数領域についても同様に適用することができる。

7.7.1 フーリエ法に基づく映像法

空間的に分布した受信アンテナからの信号を処理して与えられた方向の信号強度を決めるアルゴリズムには、さまざまなものがある。中でも、事後ビーム走査法あるいは事後統計的走査法を一般の N 個の受信アンテナの場合に拡張したフーリエ法 (Fourier based imaging) は、最も基本的な映像法である。この方法は Kudeki and Sürücü [1991] により初めて赤道域電離圏大気的不安定現象の観測に適用された。

フーリエ法はフィルターバンク法の1種であり、所望のベクトル \mathbf{k} 方向の信号強度 (電波天文学にならって輝度とも呼ばれる) が推定される。 \mathbf{k} は任意に与えることができるため、レーダービーム幅内のどの方向にも焦点を合わせることができる。すなわち輝度の空間分布が決定できる。いま、 $[v(t)]$ を N 個の受信アンテナからの信号ベクトル、 $[W]$ をフィルター操作を表すウェイトベクトルとすると、フーリエ映像フィルターは以下の式で表される。

$$[W_{\mathbf{F}}(\mathbf{k})] = [\exp(j\mathbf{k}\mathbf{d}_1), \exp(j\mathbf{k}\mathbf{d}_2) \cdots \exp(j\mathbf{k}\mathbf{d}_N)]^{\mathbf{T}} \quad (7.118)$$

ここで、 \mathbf{d}_i は各受信アンテナまでの距離であり、上添字 \mathbf{T} は転置演算子を表す。 $W_{\mathbf{F}}(\mathbf{k})$ を用いると、フィルターの \mathbf{k} 方向のスカラー出力 $y(t)$ は以下のように表される。

$$y(t) = [W_{\mathbf{F}}(\mathbf{k})]^{\dagger} \cdot [v(t)] \quad (7.119)$$

ここで、上添字 \dagger は共役転置演算子を表す。 $[y(t)]$ をフィルター $[W_F(\mathbf{k})]$ の出力ベクトルとすると、自己相関 $B_F(\mathbf{k}) = \langle [y(t)] \cdot [y(t)]^\dagger \rangle$ は \mathbf{k} 方向の輝度を表し、以下の式で与えられる。

$$B_F(\mathbf{k}) = [W_F(\mathbf{k})]^\dagger \cdot [R] \cdot [W_F(\mathbf{k})] \quad (7.120)$$

ここで、 $[R] = \langle [v(t)] \cdot [v(t)]^\dagger \rangle$ は相関行列と呼ばれる。この行列はエルミート行列で、 $[R] = [R]^\dagger$ である。この値を受信アンテナ出力によって正規化すれば、正規化された相関行列 $[\rho]$ の各要素 ρ_{ij} は次式で表現される。

$$\rho_{ij} = \frac{\langle v_i(t)v_j^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle |v_i(t)|^2 \rangle \cdot \langle |v_j(t)|^2 \rangle}} \quad (7.121)$$

この ρ_{ij} はコヒーレンスである。

Palmer et al. [1998] は、上述の方法を拡張して $y(t)$ の自己相関関数 $R_y(\tau) = \langle y(t+\tau)y^*(t) \rangle$ を推定した。ここで、 τ はタイムラグを表す。行列の形で表すと以下の式となる。

$$R_y(\mathbf{k}, \tau) = [W_F(\mathbf{k})]^\dagger \cdot [R(\tau)] \cdot [W_F(\mathbf{k})] \quad (7.122)$$

ただし $[R(\tau)] = \langle [v(t+\tau)] \cdot [v(t)]^\dagger \rangle$ である。 $R_y(k, \tau)$ の時間フーリエ変換は、 \mathbf{k} 方向における各ドップラー周波数の輝度を与える。したがって、降雨時にドップラーベクトルで大気乱流と降雨のエコーが分離している場合には、両者の輝度分布を推定することが可能となる。

7.7.2 ケイボン法に基づく映像法

フーリエ法と同じフィルターバンク法に属するケイボン法 (Capon based imaging) は、線形フィルターにより得られた出力を最小化するものである。この最小化は、ケイボン映像フィルター $[W_C(\mathbf{k})]$ の周波数応答が所望方向 \mathbf{k}_d 方向で1になるという条件のもとに行われる。この問題は数学的に以下のように記述される。すなわち、次式で表される所望方向ベクトル $[e(\mathbf{k}_d)]$ は

$$[e(\mathbf{k}_d)] = \frac{1}{N} [\exp(j\mathbf{k}_d \mathbf{d}_1), \exp(j\mathbf{k}_d \mathbf{d}_2) \cdots \exp(j\mathbf{k}_d \mathbf{d}_N)]^T \quad (7.123)$$

の方向で

$$[e(\mathbf{k}_d)]^\dagger \cdot [W_C(\mathbf{k}_d)] = 1 \quad (7.124)$$

が成立する条件の下で

$$[W_C(\mathbf{k})]^\dagger \cdot [R] \cdot [W_C(\mathbf{k})] \quad (7.125)$$

を最小化することである。この最小化問題はラグランジェ (Lagrange) の未定係数法によって解くことができる。ケイボン映像フィルターのウェイトベクトル $W_C \mathbf{k}$ とケイボン法により得られた輝度分布 $B_C(\mathbf{k})$ は、それぞれ以下の式で表される。

$$[W_C(\mathbf{k})] = \frac{[R]^{-1} \cdot [e(\mathbf{k})]}{[e(\mathbf{k})]^\dagger \cdot [R]^{-1} \cdot [e(\mathbf{k})]} \quad (7.126)$$

$$B_C(\mathbf{k}) = \frac{1}{[e(\mathbf{k})]^\dagger \cdot [R]^{-1} \cdot [e(\mathbf{k})]} \quad (7.127)$$

フーリエ法では、式 (7.118) に示すように、フィルターに用いるウェイトベクトルは信号強度に無関係である。一方、ケイボン法では式 (7.126) で表されるように信号対雑音比すなわち SNR に依存する。このことから、ケイボン法は適応型フィルターバンク法とも呼ばれる。この方法によれば、干渉波が存在する場合、その方向にヌル (null) 点を持つようさらにフィルターの条件を追加設定することにより、干渉波を抑圧することができる。図 7.19(a), (b) に示すのは、それぞれフーリエ法およびケイボン法のアンテナビーム形成例である。ケイボン法では、特定方向のサイドローブをヌル (null) にできるため、同図 (b) に示すように干渉波が到来する方向にヌル点を持たせて干渉波を抑圧することができる [Palmer et al., 1998]。ケイボン法はフーリエ法に比べて角度解像度がよく、最大エントロピー法などの自己回帰型の方法に比べてより安定でもある。

7.7.3 ミュージック法に基づく超高分解能法

相関行列の特異値分解を用いて散乱源分布 (つまり輝度分布) を決定する方法の 1 つにミュージック (multiple signal classification; MUSIC) 法がある [Schmidt, 1986]。この方法を H elal et al. [2001] が大気レーダー観測に初めて適用した。

いま、 N 個のアンテナに M 個 ($M < N$) の散乱源からの電波が入射するものとする。 $N \times N$ の受信信号相関行列 $[R] = \langle [v(t)][v(t)]^\dagger \rangle$ はエルミート ($R = R^\dagger$) であるから、その固有値 $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$ は非負の実数となり、それぞれの固有ベクトル $[q_i]$ ($\forall i \in [1, N]$) は互いに直交する^{注 15)}。固有値 $\lambda_1 \sim \lambda_N$ を降順に並

注 15) 相関行列の固有値と固有ベクトルについては、菊間 [2003] に詳しく述べられている。

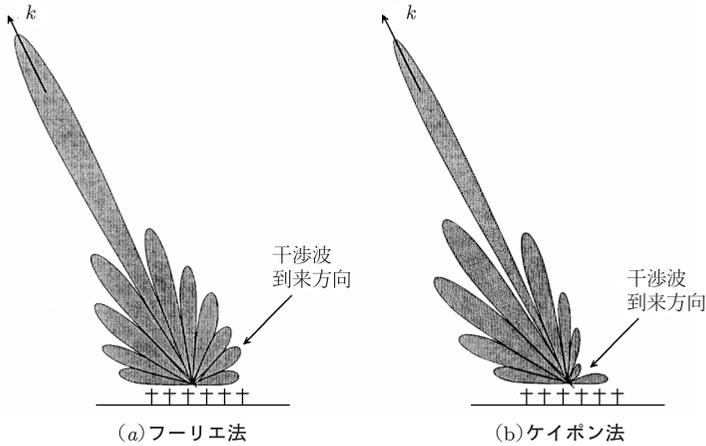


図 7.19 フーリエ法とケイボン法のアンテナビームパターン. ケイボン法では, 特定方向のサイドローブをヌル (null) にできるため, (b) のように干渉波が到来する方向にヌル点を持たせて干渉波を抑圧することができる. Palmer et al. [1998] より改変

べると, $\lambda_1 \sim \lambda_M$ に対応する固有ベクトル $[q_1] \sim [q_M]$ で張られる信号部分空間と, $\lambda_{M+1} \sim \lambda_N$ に対応する固有ベクトル $[q_{M+1}] \sim [q_N]$ で張られる雑音部分空間に分解できる. ここで, $\lambda_{M+1} \sim \lambda_N$ は雑音電力に一致するので, $\lambda_1 \sim \lambda_N$ の分布から散乱点の個数 M が推定できる.

受信信号ベクトル $[v(t)]$ は, 各散乱源の方向ベクトル $[e(\mathbf{k}_1)] \sim [e(\mathbf{k}_M)]$ の線形結合に雑音ベクトルを加えた形で表現できる. したがって, 散乱源方向ベクトル $[e(\mathbf{k}_1)] \sim [e(\mathbf{k}_M)]$ が張る部分空間は上記信号部分空間と同一となる. エルミート行列の固有ベクトルの直交性から信号部分空間と雑音部分空間とは直交するため, 散乱源方向ベクトル $[e(\mathbf{k}_1)] \sim [e(\mathbf{k}_M)]$ はそれぞれ雑音部分空間固有ベクトル $[q_{M+1}] \sim [q_N]$ と直交する. すなわち

$$[q_l]^\dagger \cdot [e(\mathbf{k}_n)] = 0, \quad \forall n \in [1, M], \quad \forall l \in [M+1, N] \tag{7.128}$$

が成り立つから, ミュージック法により得られた輝度分布は次式のように記述できる.

$$B_M(\mathbf{k}) = \left(\sum_{l=M+1}^N \left| [q_l]^\dagger \cdot [e(\mathbf{k})] \right|^2 \right)^{-1} = \left([e(\mathbf{k})]^\dagger \cdot [Q] \cdot [Q]^\dagger \cdot [e(\mathbf{k})] \right)^{-1} \tag{7.129}$$

ここで、 $[Q]$ は雑音部分空間固有ベクトル $[q_{M+1}] \sim [q_N]$ を並べた $(N \times (N - M))$ 行列である。

輝度分布が最大となる位置が散乱源の位置を示している。なお、(1) 散乱源数が既知であり、(2) 雑音出力が 1 に等しく、(3) SNR が無限大であれば、前述のケイボン法の結果はミュージック法の結果に近づくことが知られている [Nickel, 1988]。

空間領域映像法のアルゴリズムはそのまま周波数領域映像法にも適用できる [Palmer et al., 1999; Luce et al., 2001b]。散乱体積内の距離を z とすると、フーリエ、ケイボン、ミュージック法に対応した輝度はそれぞれ以下の式で表される。

$$B_F(z) = [e(z)]^\dagger \cdot [R] \cdot [e(z)] \quad (7.130)$$

$$B_C(z) = \left([e(z)]^\dagger \cdot [R]^{-1} \cdot [e(z)] \right)^{-1} \quad (7.131)$$

$$B_M(z) = \left([e(z)]^\dagger \cdot [Q] \cdot [Q]^\dagger \cdot [e(z)] \right)^{-1} \quad (7.132)$$

レーダー映像法を適用して散乱層の空間分布を求める観測も行われている。これらの観測結果は 12.4.2 項で述べる。

第8章 レーダーシステム

8.1 レーダーの概要

8.1.1 レーダー方式

既に第4章で、送信信号の位相が安定で送信および受信の各信号の位相情報を扱うことが可能なコヒーレントレーダーについて触れた。コヒーレントレーダーには、送信信号の変調の方式によって連続波 (continuous wave; CW) レーダーと3.1.1項で触れたパルスレーダーがある。連続波レーダーはまた、送信波の位相変調の有無によって無変調レーダーと周波数変調 (frequency modulated continuous wave; FM-CW) レーダーに分けられる。

マグネトロンのように送信位相情報を制御できない送信信号を扱うレーダーをノンコヒーレントレーダー (noncoherent radar) と呼ぶ。ノンコヒーレントレーダーはパルスレーダーのみである。

無変調レーダー 連続波を送信し、送信および受信信号間の位相偏移を検出するCWレーダーの原形で、送信波に何ら変調が施されていない。レーダーから標的までの距離を知ることはできないが、標的の視線方向のドップラー速度を把握することができる。

周波数変調レーダー CWレーダーの1種で、連続波の送信信号の周波数を周期的に変化させて送信するため、一般にFM-CWレーダーと呼ばれる。受信信号到来時には送信側ではすでに周波数が変化しており、送信および受信の信号間の周波数差、すなわちビート周波数 (beat frequency) を測定することにより、対象標的までの距離を知ることができる。

パルスレーダー 一定時間ごとに送信信号をパルスのよう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。コヒーレント信号を扱う場合をコヒーレントパルスレーダー、

位相情報を制御できない送信信号を扱う場合をノンコヒーレントパルスレーダー (noncoherent pulse radar) と呼ぶ。ここで、コヒーレントとは連続する送受信信号の位相が連続していることをいう。コヒーレントパルスレーダーには、パルス内で位相変調を行わない方式と、一定間隔ごとに位相変調を行う方式があり、後者は8.3.4項に後述するパルス圧縮 (pulse compression) 技術を用いるレーダーなどに取り入れられている。

3.1節で触れたように、気象レーダーおよび大気レーダーはパルスレーダーで構成されるのが一般的である。一方、次項で述べるように、FM-CW レーダーはパルスレーダーに比べて低出力で使用され、また高い距離分解能が得られる。このため、航空機搭載などの分野で利用されることが多い。

8.1.2 FM-CW レーダー

FM-CW レーダーでは、送信周波数を一定時間 T_M の間隔で一定の関数に基づいて変化させる。いま、図 8.1 上図の太実線に示すように周波数を f_0 から $f_0 + F$ に直線的に変化させれば、時刻 t_0 に送信された信号に対する距離 r の対象標からの後方散乱信号は $\Delta t = 2r/c$ の後に受信され、直ちに送信信号と混合される。これによるビート信号 (beats) が同下図の太実線に示すように周波数 $f_r = F\Delta t/T_M$ に現れる。したがって、対象標までの距離を

$$r = \frac{T_M c f_r}{2F} \quad (8.1)$$

によって知ることができる。気象や大気の観測で用いる場合は、 F および T_M は一般にそれぞれ 10 MHz および 10^{-3} s の桁である。

ドップラー周波数 実際のレーダーでは、変調周波数が不連続になることを避けるため、一般に三角波状に周波数を連続して変化させる。静止している標的の場合は、受信信号は図 8.2(a) 上図の破線のようになり、ビート信号は同下図に示すように現れる。一方、標的が移動している場合は、受信信号は図 8.2(b) 上図の破線のようになり、ビート信号は同下図の実線のように現れる。この標的がレーダーに近づいている場合、送信周波数が増加中のときのビート周波数 $f_{b(\text{up})}$ は、標的が静止している場合の周波数変化 f_r からドップラー偏移によって生じる周波数 f_d を減じた値になる。一方、送信周波数が減少しているときには、ビート周

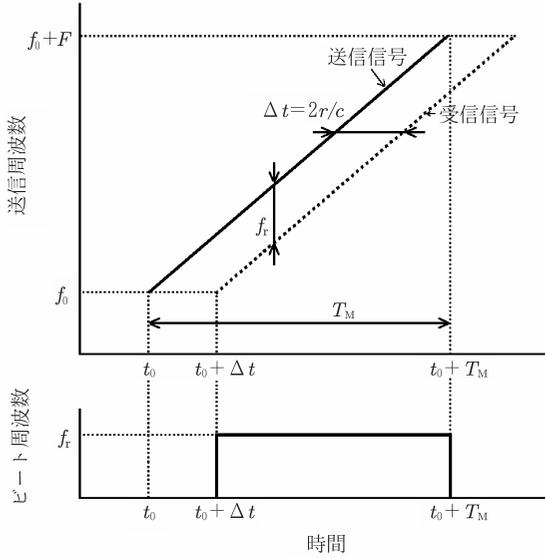


図 8.1 FM-CW レーダーの動作原理

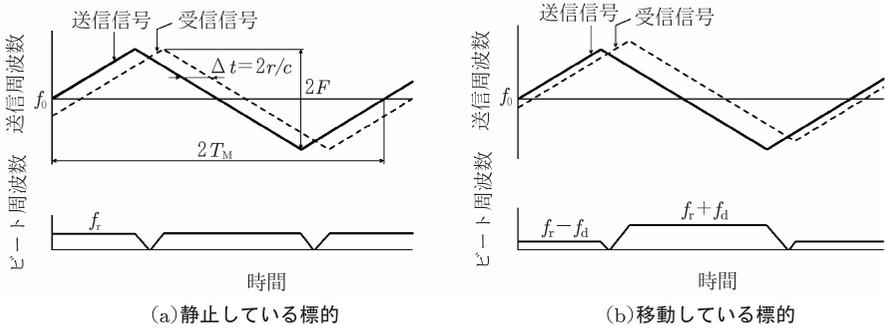


図 8.2 FM-CW レーダーのドップラー効果

波数 $f_{b(\text{down})}$ はこれらの和になる。すなわち

$$f_{b(\text{up})} = f_r - f_d \quad (8.2)$$

$$f_{b(\text{down})} = f_r + f_d \quad (8.3)$$

となる。ここで、 f_d は 4.1.1 項で述べたドップラー周波数に同じである。式 (8.2) および (8.3) から、標的までの距離に対応する周波数変化 f_r は

$$f_r = \frac{f_{b(\text{up})} + f_{b(\text{down})}}{2} \quad (8.4)$$

で与えられる。同様に、ドップラー周波数 f_d は次式で与えられる。

$$f_d = \frac{f_{b(\text{down})} - f_{b(\text{up})}}{2} \quad (8.5)$$

観測時の留意事項 FM-CW レーダーの出力であるビート周波数には、距離による周波数変化 f_r とドップラー偏移 f_d が含まれるため、ドップラー偏移が距離測定に与える影響を考慮しておくことが必要である。ただし、一般に気象や大気の標的によるドップラー偏移は距離測定では無視できる。例えば、代表的な値として視線方向の速度が 10 m s^{-1} の現象を、周波数変調の帯域と間隔がそれぞれ $F = 10 \text{ MHz}$ 、 $T_M = 2.5 \text{ ms}$ 、波長 $\lambda = 10^{-1} \text{ m}$ のレーダーで観測する場合を想定すれば、 f_d は式 (4.8) から 200 Hz となる。これに対する距離変化分を Δr とすれば、式 (8.1) から $\Delta r = 7.5 \text{ m}$ となる。この値は、気象や大気の距離測定の範囲からみて十分無視しうる程度に小さい。

観測域内に複数の標的が存在するときは、標的の個数に等しい数の周波数の信号が得られる。したがって、狭帯域のフィルターバンクなどによってこれらの周波数を分離し、それぞれの周波数すなわち距離を求めることが必要になる。また、FM-CW レーダーでは送信信号が常時アンテナから放射されているため、送信信号の洩れ込みが受信信号に重なれば受信機の感度が低下し、最小受信電力に影響を与える。このため、一般に送信アンテナと受信アンテナを分離して送信信号の洩れ込みを抑えることが多い。

さて、FM-CW レーダーの利点は、距離分解能を上げられる点にある。距離分解能は、パルスレーダーではパルス幅によって決まるのに対して、FM-CW レーダーでは f_r の大きさによって決まる。 f_r は変調の周波数帯域 F によって決まるため、 F を広げればこれに応じて分解能が上がり、標的が単一の場合には一般にパルスレーダーよりも 1 桁程度高い距離分解能を実現できる。また、送信波とし

て連続波を使用するため、パルスレーダーのように高い送信出力でなくても所望の信号対雑音比 (SNR) を得ることができる。こうした利点から、特に航空機や衛星に搭載されている高度計などの高い分解能が要求される用途の使用例が多い。

8.1.3 パルスレーダー

気象レーダーおよび大気レーダーの代表的な周波数帯を表 8.1 に示す。パルスレーダーの基本構成は前出の図 3.2 に示すとおりで、コヒーレントパルスレーダーの送受信部は、先にドップラー観測の原理を論じた際に示した図 4.1 がこれに相当する。一方、ノンコヒーレントパルスレーダーの送受信部は、後出の図 9.2 に示すものである。パルスレーダーは高周波の送信信号を一定時間ごとにパルス的に送信する。すなわち、前出の図 5.12 に示すようにキャリア信号を所定のパルス幅とパルス間隔で振幅変調した間欠的な送信信号を送信機で生成し、所定の電力利得を持ったアンテナを介して空間に放射する。通常、送信用と受信用のアンテナは同一のものが使用される。送受信の信号弁別は送受切替器によって行われる。送受切替器にはダイオードスイッチや大電力の切替が可能な導波管型のサーキュレータ (circulator) がある。通常の導波管が往復の信号を通過させるのに対して、サーキュレータは送信機、アンテナ、および受信機を結び、送信信号をアンテナ

表 8.1 代表的な気象レーダーと大気レーダー

区分	代表的なレーダー	使用周波数	用途
VHF	MST レーダー	50 MHz	中・超高層大気観測
	ST レーダー	50 MHz	成層圏・対流圏風観測
UHF	ST レーダー	400 MHz	成層圏・対流圏風観測
	BL レーダー	900 MHz	境界層風観測
L	下部対流圏レーダー	1.35 GHz	下部対流圏・境界層風観測
S	NEXRAD(WSR-88D)	2.7 ~ 3.0 GHz	広域気象観測
C	気象レーダー	5.3 GHz, 5.6 GHz	気象観測, 雨量測定
X	気象レーダー	9.5 GHz	狭域気象観測
Ku	TRMM 降雨レーダー	13.8 GHz	降雨観測
Ka	雲霧レーダー	35 GHz	雲霧観測
W	雲レーダー	95 GHz	雲観測

方向のみに通過させ^{注1)}、一方アンテナを介して戻ってきた受信信号を受信機方向のみに通過させる。受信機では受信信号の中から雑音と受信信号を弁別し、信号処理装置では所望の信号を得るための信号処理を行う。

最新のパルスレーダーは、4.1.1項で述べたように増幅・変調系としてクライストロンやトランジスタなどの位相信号を制御できる MOPA を用いるコヒーレントレーダーが主流である。また、RF 信号を位相検波する段階でデジタル信号に変換するデジタル受信方式が一般化している。したがって、本節ではデジタル受信方式のコヒーレントパルスレーダーを基本に記述し、必要に応じてそのほかの方式について補足する。

8.1.4 レーダーの受信電力

受信電力はレーダーの受信機に入力される電力で、実測値として得られる^{注2)}。一方、3.3節および3.4節で論じたレーダー方程式により、所定距離の標的からの受信電力が算出される。すなわち、航空機のような孤立型標的からの受信電力は式(3.8)から得られ、受信電力はレーダーと標的の間の距離が増加するにしたがい、距離の4乗に逆比例して小さくなる。一方、降水や雲霧のような離散分布型標的からの受信電力は、式(3.44)によって求められる。また、大気ブラッグ散乱のような連続分布型標的からの受信電力および分反射標的からの受信電力は、それぞれ式(3.78)および(3.122)から求められる。式(3.44)、(3.78)、および(3.122)から明らかなように、分布型標的や分反射標的からの受信電力は、いずれもレーダーと標的の間の距離が増加するにしたがい、距離の2乗に逆比例して小さくなる点が、孤立型標的の場合と異なる。

標的からの受信電力の実測値と、各標的に対応した上記のレーダー方程式の受信電力が等しいとすることによって、レーダー方程式による受信電力算出に寄与する物理量が求められる。孤立型標的の場合はレーダー断面積 σ 、分布型標的ではレーダー反射因子 Z やレーダー反射率 η 、分反射標的では反射係数 $|\rho|$ がこれにあたる。ただし、このためには送信機からアンテナおよびアンテナから受信機

注1) 厳密には、送信機からアンテナへの信号通過時、送信信号が受信機に直接漏洩することを阻止する。通常は40 dB程度の抑圧が可能である。また受信機前段に電力抑圧器(TR limiter)を挿入し、送信機からの漏洩電力によって受信機が破壊されることを防ぐ。

注2) 実際には、式(5.82)に示したようにパワースペクトルの0次モーメントとして求めることが多い。

の間で信号レベルの絶対校正を行えることが前提となる。なお、後出の 8.2.5 項で述べるように、大型大気レーダーの場合は機器構成の点から絶対校正が難しい場合がある。

電波は大気中を伝搬する際に減衰するため、レーダー方程式によって受信電力を求める際には、6.3 節に述べた減衰量を考慮に入れるが必要になる。すなわち、途中経路での減衰には、大気および水滴による減衰がある。大気による減衰の主要なものは、酸素による吸収と水蒸気による減衰である。前者は式 (6.52) または (6.53) によって、一方後者は式 (6.54) によって求められる。水滴による減衰には、雲による減衰と降水による減衰があり、前者は式 (6.57) または (6.58) から、また後者は式 (6.60) から得られる。これらの値はいずれも片道の単位距離あたりの減衰量で、デシベル (dB) 表記の場合は加算値として扱われる。したがって、実際の受信電力は、レーダー方程式で求めた受信電力から、上記の各式を用いてレーダーと所定標的間の距離に応じた往復の減衰量の総和を減じた値になる。

8.1.5 レーダーの観測空間

気象レーダーが対象とする雨滴や雲粒および大気レーダーが対象とする大気乱流のような現象は、いずれも 3 次元的な広がりを持つ現象であり、これらをとらえるにはアンテナを 3 次元的に走査 (scan) して、アンテナ放射方向からの散乱電波を受信することが必要である。一方、降水粒子と大気乱流の散乱メカニズムの違いから、両レーダーでは使用する周波数帯が異なり、レーダー構成上、アンテナの物理的な大きさとビーム幅に差がある。また、気象標的と大気標的の SNR には大きな差があり、両者の観測データの収集時間は大きく異なる。これらの観測上の特質の違いから、気象レーダーと大気レーダーでは観測空間、すなわちアンテナ走査を行う空間とアンテナ走査方式に違いがある。

気象レーダーのアンテナ走査 気象レーダーのアンテナ開口径 (antenna diameter) は通常 1 m から数 m で、レーダービームの幅 (ビーム幅; beam width) は、 0.3° 程度から 2° 程度までとするのが一般的である。このため、気象レーダーのアンテナは物理的・機械的に 3 次元空間全体、すなわち全天を容易に走査することが可能である。また、ビーム幅が狭いため、地表に近い低仰角を走査する場合も、気象信号検出の妨げになる地形反射 (グラウンドクラッター; ground clutter) や海面反射 (シークラッター; sea clutter) の影響を低く抑えることも可能である。さら

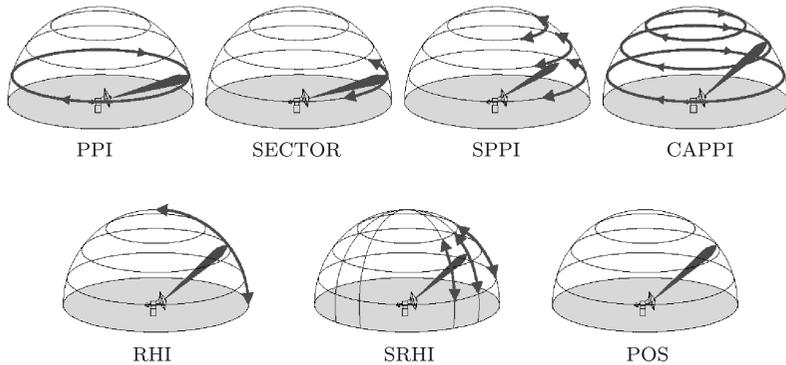


図 8.3 気象レーダーのアンテナ走査とデータ抽出空間の例

に、所要観測範囲内では気象標的の受信信号の SNR は大気標的の場合に比べて大きく、したがってビーム方向を固定してコヒーレント積分を行うことは観測上の必須条件ではない。

このため、一般に気象レーダーは、全天の 3 次元走査を容易に行えるアンテナ走査機構を持ち、図 8.3 に示すように、必要に応じて空間の特定方向を走査する。三次元空間を観測する最も基本的な方法は、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す行うボリュームスキャン (volume scanning) である。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ものを PPI (plan position indicator) データ、特定高度のみの観測結果を抽出して得た水平断面データを CAPPI (constant altitude PPI) データ、特定方位のみの鉛直断面データを RHI (range height indicator) データという。また、特定範囲の方位および仰角の立体から抽出して得たデータをセクター走査 (SECTOR; sector scanning) データと呼ぶ。SPPI (sector scanning of PPI) , SRHI (sector scanning of RHI) はそれぞれ PPI および RHI の変形であり、POS (positioning または pointing) で得られるのは特定方向データである。

PPI, RHI, およびセクター走査の各データは、ボリュームスキャンによらず、それぞれ単に特定仰角、特定方位、特定仰角および方位範囲を走査することによっても得られる。全天走査に要する時間はアンテナ回転速度および仰角範囲数により異なるが、対象空間の気象変化を考慮し、3~5 分程度に設定されることが多い。

大気レーダーアンテナのビーム走査 大気レーダーの送信周波数帯は 50 MHz~1 GHz 程度である^{注 3)} ため、数度程度のビーム幅を得るためには、アンテナ開口径は 1 GHz 帯レーダーで数 m、50 MHz 帯レーダーでは 100 m 程度の規模のものがことになる。このため、大気レーダーのアンテナを物理的・機械的に 3 次元走査させることは容易でない。また、気象レーダーと比べてビーム幅が広く、地表に近い低仰角の走査では地形反射や海面反射の影響を受けることが避けられない。

一般的に気象レーダーの受信信号は雑音よりも相当高いレベルで受信されるのに対して、大気からの散乱信号は雑音よりも低いレベルで受信されることが多い。このため、大気レーダーでは、時間をかけた積分効果によって信号を抽出することが必須になる。一方向の観測に十数秒から 1 分程度を要するため、全天をくまなく走査することは、観測時間から見ても無理がある。

これらの理由により、大気レーダーでは、前出の図 7.3 に示すようにアンテナ面を地上に固定し、電子走査によってレーダービーム方向を変化させ、レーダー直上付近を中心とする限定された空間の観測を行うことが一般的である。最も基本的な方法では、レーダー直上および東西南北に天頂から 10° 程度傾けた方向を順次走査する。アンテナの電子走査は、通常各素子アンテナへの給電位相を制御できるフェーズドアレー (phased array) 方式で行われる。フェーズドアレー方式には、ビームの走査方向の変更を瞬時にできること、複数ビームで空間を同時に観測できることなどの特長がある。

8.2 レーダーアンテナ

アンテナは、送信機で生成された高出力の電波の空間への放射および標的からの散乱電波の収集を効率良く行う装置である。空間に放射された電波によって生じる電界強度は、アンテナ開口部の電流分布によって決まり、開口部の各部を流れる電流に対応した電界ベクトル和で与えられる。後述するパラボラアンテナや平面アレーアンテナは、特定の方向に電力を集中して放射することができる。図 8.4 にレーダービームが形成されたときの 3 次元的な電力分布パターン、すなわち放射パターン (antenna radiation pattern) の例を示す。同図は後出の図 10.4 に示す京都大学 MU レーダーの例で、中央の電力が集中している領域が主ローブ

注 3) 可搬性を考慮し、より高い周波数の 3.05 GHz 帯を用いる場合もある。10.4.1 項参照。

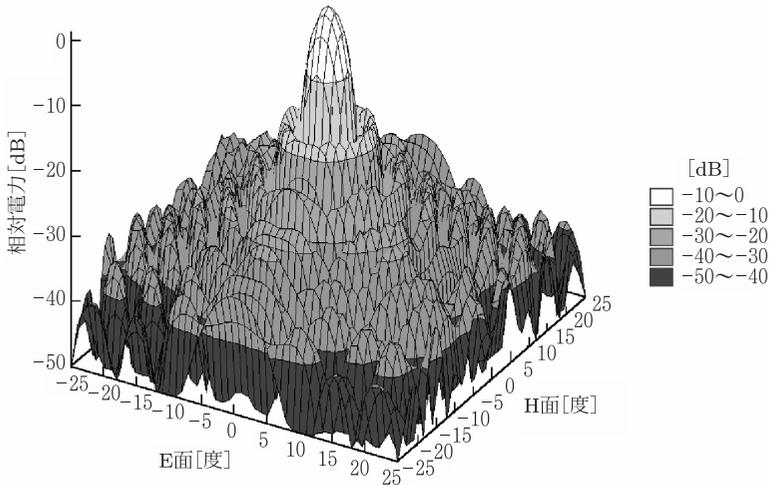


図 8.4 レーダーアンテナの 3 次元放射パターン。後出の図 10.4 に示す京都大学 MU レーダーの例である。

(main lobe) , 周辺の波状の部分がサイドローブである。

8.2.1 レーダーアンテナのパラメータ

レーダーでは、送受信で同一のアンテナが用いられることが多い。ここでは、特に断らない限り送受信を同一アンテナで行うこととし、気象レーダーで一般的に用いられているパラボラアンテナと大気レーダーで用いられることが多い平面アレーアンテナを中心に述べる。

近傍界と遠方界 開口部に最も近い領域を近傍界 (near-field region) , それに続く領域をフレネル領域 (Fresnel region) , さらにその先を遠方界 (Fraunhofer region または far-field region) と呼ぶ。電力の集中, すなわちビームの形成は, 電波がアンテナ開口部から離れるにしたがって徐々に行われ, 遠方界で所望のレーダービームが形成される。フレネル領域と遠方界の境界までの距離 r_F は, アンテナ開口径 D とレーダー波長 λ を用いて $r_{F1} = D^2/\lambda$, または $r_{F2} = 2D^2/\lambda$ で与えられる。例えば, 周波数 5.3 GHz, アンテナ開口径 4 m の気象レーダーでは $r_{F1} \approx$

283 m, 周波数 50 MHz, アンテナ開口径 100 m の大気レーダーでは $r_{F1} \simeq 1670$ m となる. 無限遠におけるアンテナ利得に対する距離 r_{F1} および r_{F2} でのアンテナ利得は, それぞれ 0.94 および 0.99 となる [Skolnik, 1980]. 本書では, 特に断らない限りレーダーによる定量観測領域として r_{F1} 以遠の領域を想定する.

アンテナ利得 (gain) とビーム幅 アンテナ利得は, 特定の方向に電力を集中して放射する度合いを示す. 3.2 節で論じたように, あらゆる方向に電力を放射する無指向性アンテナの放射電力に対する比で定義され, 式 (2.83) に示すように, アンテナの有効開口面積 A_e とレーダー波長の関数になる. 一方, 有効開口面積は, アンテナの物理的な開口面積 A と $A_e = \eta_a A$ の関係がある. ここで η_a はアンテナ開口能率 (antenna aperture efficiency) と呼ばれる. $\eta_a \leq 1$ であり, 有効開口面積は一般に実際のアンテナ開口面積より小さくなる. アンテナ利得は, 利得の定義にしたがって実測された標準アンテナの利得を基準値として, フィールドで標準アンテナとの受信電力比較によって相対利得を実測して算出するのが一般的である. レーダーアンテナの利得を G , 標準アンテナの利得を G_0 , それぞれのアンテナを接続した場合の受信電力を P および P_0 とすれば,

$$G = \frac{P}{P_0} G_0 \quad (8.6)$$

となる. ここで, P/P_0 は相対利得であり, G および G_0 は絶対利得である. 本書では, 特に断らない限り利得とは絶対利得を指すこととする. 利得 G は近似的に

$$G \simeq \frac{0.77\pi^2}{\vartheta_B \varphi_B} \quad (8.7)$$

で示される. ただし ϑ_B および φ_B はそれぞれ E 面および H 面のビーム幅で, 単位はラジアン [rad] である.

アンテナの放射パターンで電力が最大値に対して半分, すなわち 3 dB 低下する角度幅は電力半値幅と呼ばれ, 一般にアンテナのビーム幅はこの値で定義される. 円形開口アンテナの場合は E 面と H 面のビーム幅は等しくなり, アンテナ開口径 D_a とレーダー波長 λ の関数として, 近似的に

$$\vartheta_B = \varphi_B = \frac{1.27\lambda}{D_a} \quad [\text{rad}] \quad (8.8)$$

で与えられる. 電力が 6 dB および 10 dB 低下する角度幅はそれぞれ 6 dB ビーム幅および 10 dB ビーム幅として定義される. 円形開口アンテナを例にして, こ

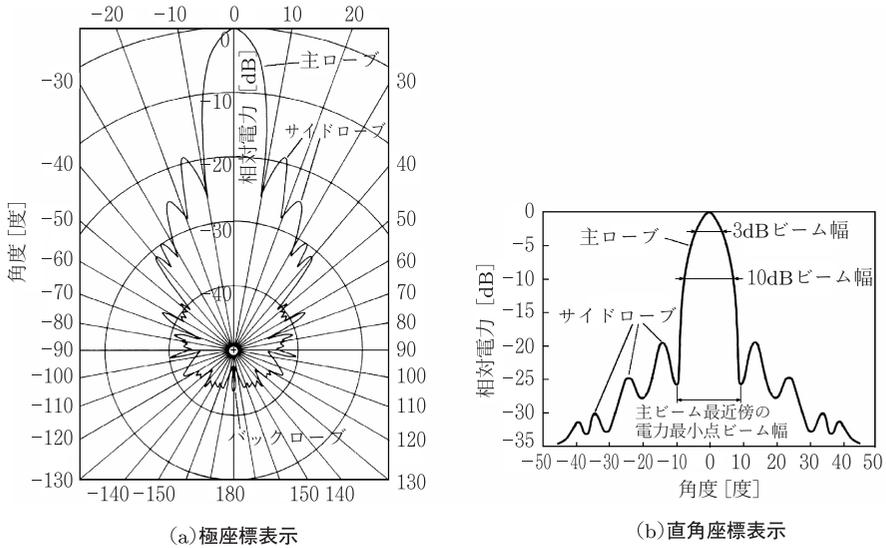


図 8.5 円形開口アンテナの放射パターン例とビーム幅. Ulaby et al. [1981] より改変

これらの関係を図 8.5 に極座標系と直角座標系で示す. また, 円形開口アンテナについて概略のビーム幅比率を表 8.2 に示す.

各種の周波数の気象レーダーで用いられる典型的な円形開口アンテナについて, 利得 [dB] とビーム幅 [°] を式 (8.7) および (8.8) によって求めた結果を表 8.3 に示す.

表 8.2 円形開口アンテナのビーム幅比率

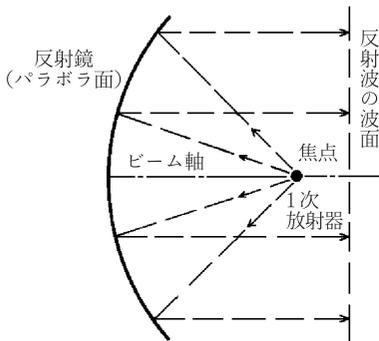
最大値からの電力低下 [dB]	概略のビーム幅比率
0.5	0.4
1	0.6
3	1
6	1.4
10	1.7
主ビーム最近接の電力最小点	2.7

表 8.3 典型的な気象レーダー用円形開口アンテナの利得 [dB] とビーム幅 [°]

周波数 [GHz]	アンテナ開口径			
	2 m	3 m	4 m	7 m
2.8	—	36 dB (2.6°)	38 dB (1.9°)	43 dB (1.1°)
5.3	—	41 dB (1.4°)	44 dB (1.0°)	49 dB (0.6°)
9.5	43 dB (1.1°)	46 dB (0.8°)	49 dB (0.6°)	—
35	54 dB (0.3°)	58 dB (0.2°)	—	—

8.2.2 パラボラアンテナ

高利得でビーム幅を絞ったアンテナ特性を実現する手法の1つが、光学の集光と同様に反射鏡 (reflector) を用いるものである。パラボラアンテナは、反射鏡を用いるアンテナの代表的なもので、気象レーダーで広く用いられている。図 8.6(a) に示す軸対称の中央給電型が基本形である。回転放物 (パラボラ) 面で構成される反射鏡の焦点の位置に取り付けた1次放射器 (primary feed または primary horn) から照射された電波は、反射鏡面で反射された後、ビーム軸に平行に伝搬する平



(a) 電波放射経路

(b) パラボラアンテナの例

図 8.6 パラボラアンテナの電波放射経路と実際のアンテナの例。(b) は開口径 4 m の二重偏波レーダー用アンテナ [三菱電機株式会社提供]

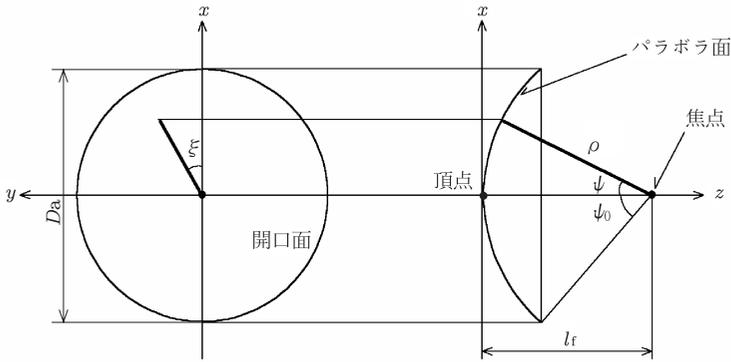


図 8.7 パラボラアンテナの座標系

面波として空間に放射される．同図 (b) は二重偏波レーダーで使用される開口径 4 m のパラボラアンテナの実例である．

焦点距離 l_f と回転放物面は，図 8.7 に示す座標系において，回転放物面の頂点を原点とする直交座標系 (x, y, z) では

$$z = \frac{x^2 + y^2}{4l_f} \tag{8.9}$$

の関係にある．一方，焦点を原点とする極座標系 (ρ, ψ, ξ) では

$$\rho = \frac{2l_f}{1 + \cos \psi} = l_f \sec^2 \frac{\psi}{2} \tag{8.10}$$

となる^{注 4)}．同座標系において，焦点から開口の端 (edge) を見込む角度，すなわち開口角は $2\psi_0$ で示される．開口角，焦点距離 l_f ，および開口径 D_a には

$$\tan \frac{\psi_0}{2} = \frac{D_a}{4l_f} \tag{8.11}$$

注 4) 式 (8.10) の導出には，2 座標系間の次の関係式が用いられている．

$$x = \rho \sin \psi \cos \xi, \quad y = \rho \sin \psi \sin \xi, \quad z = l_f - \rho \cos \psi$$

これらの各式を式 (8.9) に代入すれば

$$l_f - \rho \cos \psi = \frac{\rho^2 \sin^2 \psi}{4l_f}$$

となる．これを変形すれば式 (8.10) が得られる．

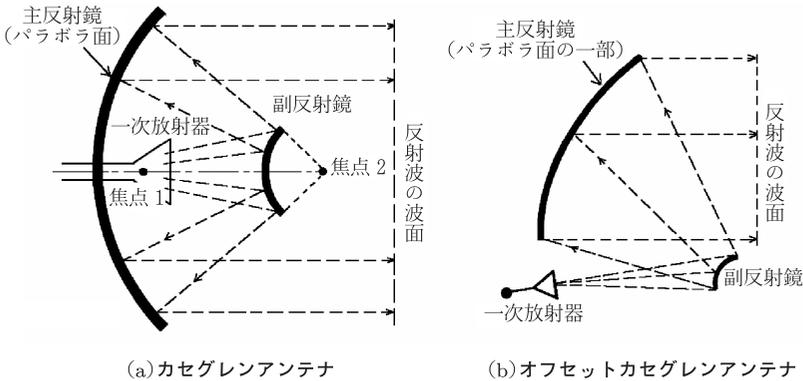


図 8.8 各種のパラボラアンテナの反射鏡形式. Skolnik [1990] より改変

の関係がある。1次放射器から反射鏡面に照射される電力密度を開口端 (edge) よりもより中央部に集中させるため、 l_f/D_a を 0.25~0.5 の範囲に設定するのが一般的である [Skolnik, 1990]。図 8.6(b) のパラボラアンテナでは、 l_f/D_a は約 0.4 になっている。

パラボラアンテナの応用として、図 8.8(a) に示すような回転放物面を持つ主反射鏡、回転双曲面を持つ副反射鏡、および 1 次放射器で構成されるカセグレンアンテナ (Cassegrain antenna) がある。カセグレンアンテナは、焦点距離を等価的に長くできるため反射鏡の曲率が抑えられ、曲率に起因する交差偏波の発生を抑えることができること、1 次放射器を主反射鏡の近くに設置できるため、導波管の給電路が短くなり給電損失が抑えられること、などの利点がある。一方、ビームの放射方向の中央に副反射器が置かれるため、主反射鏡の開口が遮蔽 (ブロッキング; blocking) され、利得の低下やサイドローブの上昇が生じる。このため、主反射鏡の開口径がレーダー波長の 80~100 倍程度以上、ビーム幅が約 1° 以下の、ブロッキングの影響が比較的小さくなる条件で用いるのが一般的である。図 8.8(b) に示すオフセットカセグレンアンテナを用いると、副放射器の位置を主反射鏡の前面からそらすことができるため、ブロッキングを軽減することができる。

8.2.3 レドーム

気象レーダーや大気レーダーのアンテナは一般に屋外に設置される。また、通常、気象レーダーのアンテナ走査は、図 8.3 に示したようにアンテナ鏡面を機械的に動かすことよって実現される。このため、気象レーダーでは、パラボラアンテナと駆動機構を風雨から保護し、安定駆動を図るためにアンテナ全体をレドーム (radome; radar dome の合成語) と呼ばれる保護機構で覆うことが多い。なお、大気レーダーでは後述するようにアンテナ走査は電子的に行なわれ、機械的な駆動機構を持たないのが普通である。また、気象レーダーに比べて比較的大きい開口面のアンテナを地面の近くに設置することが多い。これらの理由から、大型の大気レーダーではレドームが用いられるケースは少ない。しかし、豪雪地帯に設置されている小型の大気レーダーの中には、積雪を避けるため、レドームが付設されているものもある。

レドームは、一般にポリウレタンを強化プラスチック (FRP) ではさんだパネルを球状に組み合わせた構造になっている。通常、電力透過率は 90 % 以上、ビームシフト^{注 5)}は 0.1° に抑えられる。球形レドームの代表的なものに、図 8.9 に示すソリッドラミネート (solid laminate) 型、メタルスペースフレーム (metal space frame) 型、およびサンドイッチ (sandwich) 型がある。

ソリッドラミネート型 縦割りの殻を貼り合わせて球形を構成する。単偏波の気象レーダーで標準的に使用されている。開口径 3~4 m のパラボラアンテナに対しては、通常、直径 7 m 程度のものが適用される。構造上、縦横に直線的な接合面が生じることが避けられず、水平偏波と垂直偏波の散乱特性を均質にすること

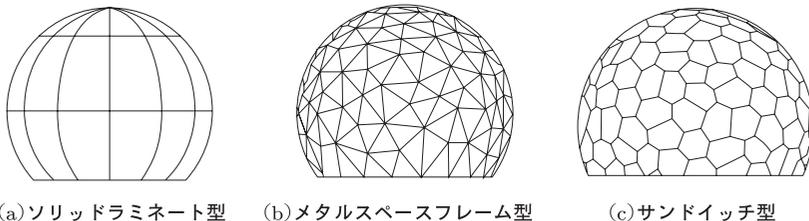


図 8.9 代表的なレドームの例

注 5) レーダービームがレドームを透過する際に偏移する角度

が難しい。このため、一般に二重偏波レーダーでは用いられない。

メタルスペースフレーム型 金属で三角形の枠を組み合わせて球形を構成し、パネルを貼り付ける。広い周波数帯で良好な電気特性を持ち、水平偏波、垂直偏波で散乱特性が概ね均質になることから、二重偏波での使用も可能である。

サンドイッチ型 さまざまな形状の六角形のパネルを組み合わせて球形を構成する。所要の周波数で最適設計された場合、水平偏波、垂直偏波でほぼ均質の散乱特性を持つものが実現できる。電気特性は3種類の中で最も優れている。我が国の空港気象ドップラーレーダーでは、開口径7 mのパラボラアンテナに対して、直径11 mのサンドイッチ型レドームが用いられている。

8.2.4 アレーアンテナ

複数の放射素子 (antenna element) を規則的に配置し、各素子ごとに定められた条件で電波を放射するアンテナをアレーアンテナ (array antenna) と呼ぶ。各素子に給電する位相を制御できる機能を持つ場合は、フェーズドアレーアンテナ (phased array antenna) と呼ぶ。フェーズドアレーアンテナは放射パターンを電気的に変化させることができるため、アンテナ面を固定したままレーダービームを走査することが可能である。大気レーダーでは、フェーズドアレーアンテナを用いるのが一般的である。

直線アレーアンテナ N 個の半波長ダイポールアンテナ (素子アンテナ) を図 8.10 に示すように直線上に配置する直線アレーアンテナ (linear array antenna) を考える。各素子アンテナに流れる電流の分布が同一であると仮定すれば、それぞれの素子アンテナの放射パターン (素子パターン; element pattern) は同じ関数で表される^{注6)}。したがって、アレーアンテナの放射パターンは、各素子アンテナの電流分布をその配置による位相差のみを考慮して加え合わせるにより示される。同図において遠方界での素子アンテナ間の位相差を δ 、 m 番目のアンテナ

注6) 厳密には素子アンテナ間の相互結合があるために、各素子アンテナの電流分布は同一にはならないが、アレーアンテナのおおよその特性を検討する場合は、この電流分布の差を無視できる。

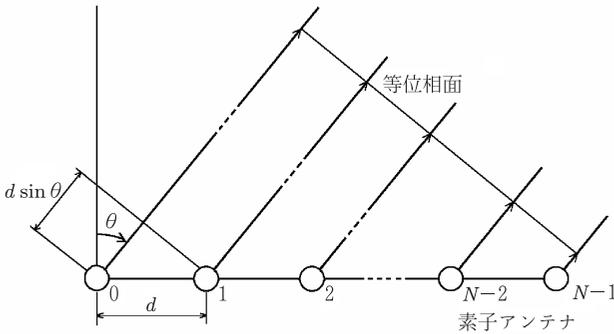


図 8.10 等間隔に素子アンテナが配置された直線アレーアンテナ

ナに流れる電流を I_m とすれば、直線アレーアンテナの放射パターン $F(\theta)$ は

$$F(\theta) = g(\theta) \sum_{m=0}^{N-1} I_m e^{jm\delta} \quad (8.12)$$

で表される。ここで、 θ は直線アレーアンテナの基線に直角な方向 (ブロードサイド方向; broadside direction) からの角度、 $g(\theta)$ は素子パターン、また $m\delta$ は m 番目の素子を通る電流の位相である。素子アンテナ間の位相差 δ は

$$\delta = kd \sin \theta \quad (8.13)$$

で与えられる。ここで、 d は素子間隔、 $k = 2\pi/\lambda$ は波数 (ただし λ : 波長) である。式 (8.12) から、素子パターンを除いたときの放射パターン $E_a(\theta)$ は

$$E_a(\theta) = \sum_{m=0}^{N-1} I_m e^{jm\delta} \quad (8.14)$$

で表され、アレーファクター (array factor) と呼ばれる。いま、 $I_m = 1$ とすれば、式 (8.14) の右辺は初項 1、項比 $e^{j\delta}$ 、項数 N の等比級数の和になるため、 $E_a(\theta)$ は次式ようになる。

$$E_a(\theta) = e^{j\delta(N-1)/2} \frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (8.15)$$

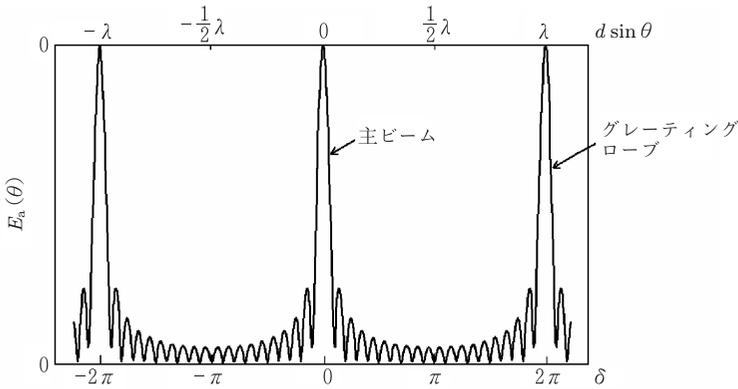


図 8.11 直線アレーアンテナのアレーファクター．素子数 20 個の例

以降は位相項 $e^{j\delta(N-1)/2}$ を除いたアレーファクターを考える．いま， $N = 20$ とすれば，アレーファクターは図 8.11 のようになる．同図から明らかなように，素子アンテナが等間隔に配置された直線アレーアンテナでは，放射パターンが δ の周期関数になる．式 (8.13) において $|\sin \theta| \leq 1$ であるから， δ は

$$-kd \leq \delta \leq kd \quad \text{すなわち} \quad -\frac{2\pi d}{\lambda} \leq \delta \leq \frac{2\pi d}{\lambda} \quad (8.16)$$

の範囲で変化する．例えば素子間隔が半波長 ($d = \lambda/2$) の場合は，図 8.11 に示すように $|\delta| \leq \pi$ の範囲が実際の空間 $|\sin \theta|$ に対応し，この範囲外の放射パターンは実際の空間には現れない． $\delta = 0$ で振幅が最大になる放射が主ローブ，これ以外の小さい振幅の放射はサイドローブである．放射パターンが空間に現れる $|\delta| \leq \pi$ の範囲を可視領域 (visible region)，それ以外の領域を不可視領域 (invisible region) という． $\delta \geq 2\pi$ すなわち $d \sin \theta \geq \lambda$ となる領域では， $\delta = \pm 2s\pi$ (s : 整数) の方向に生じる大きい放射が可視領域に入ってくる．この大きい放射は，グレーティングローブ (grating lobe) と呼ばれる．グレーティングローブは， $d = \lambda$ のとき $\theta = \pi/2$ (地平線) 方向に現れ， d が λ より大きくなるにつれ，ブロードサイド方向により近接する．また，素子間隔を大きくすると各素子アンテナ間の相互結合が減少し，ビーム幅も絞られる．一方，アレー間隔および配列法で一本の素子アンテナが受け持つ面積 (占有面積) が決まる．これに対応して，素子アンテナに要求される利得が式 (2.83) で与えられる．例えば，一辺が 0.7λ ($= 4.5$ m) の正三角配列アレーの場合，その占有面積 S_e で決まる利得は $4\pi S_e / \lambda^2 = 5.3$ ($= 7.2$ dB)

となるから、素子アンテナにはこれ以上の利得を持つアンテナが用いられる。この制約のもとで、グレーティングローブが可視領域に入らない範囲で、できる限り素子間隔が大きくなるように設定するのが一般的である [電子通信学会, 1980; Hansen, 1985].

直線アレーアンテナのビーム走査 アレーアンテナでは、各素子アンテナに与える位相を制御することによって、アンテナを固定したままで主ビームを任意の方向に形成できる。いま、遠方界において直線アレーアンテナのすべての素子からの寄与が $\theta = \theta_0$ の方向で同相になるように各素子アンテナを励振すれば、 m 番目 ($m = 0, 1, 2, \dots$) の素子の位相は

$$\phi_m = -mkd \sin \theta_0 \quad (8.17)$$

となる。このような位相を共相 (cophase) という。このとき各素子アンテナ間の位相差は

$$\delta = kd(\sin \theta - \sin \theta_0) \quad (8.18)$$

である。また、アレーファクターは

$$E_a(\theta) = \frac{\sin \left\{ \frac{Nkd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right\}}{\sin \left\{ \frac{kd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right\}} \quad (8.19)$$

となる。主ビーム位置を変化させると、これにあわせてグレーティングローブも移動する。共相アレーにおいて全方向でグレーティングローブの発生を避けるには、

$$|\delta| = |kd(\sin \theta - \sin \theta_0)| \leq 2\pi \quad (8.20)$$

とすること、すなわち

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{1 + |\sin \theta_0|} \quad (8.21)$$

が必要になる。実用的にはアンテナビーム幅 θ_B の効果を考慮する必要があり、主ビームの最大走査角を $\theta_{0\max}$ とするとき、式 (8.21) を以下のように修正して利用するのがよい。

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{1 + |\sin \theta_{0\max}| + \sin \theta_B} \quad (8.22)$$

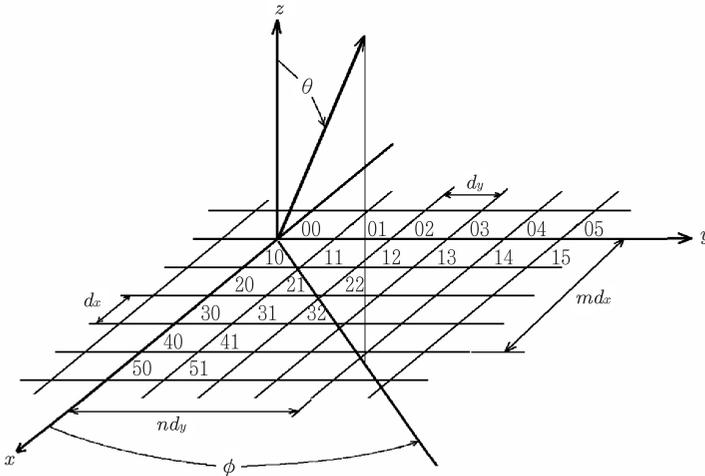


図 8.12 平面アレーアンテナの配列

なお、アレーアンテナのビーム幅は走査角によって変化し、 $\theta = 0$ でのビーム幅 $\theta_B(0)$ に対して、 $\theta_B(\theta_0) = \theta_B(0) / \cos \theta_0$ になることに注意することが必要である。

先に触れたように、アレーアンテナの合成放射パターン $F(\theta)$ は、アレーファクター $E_a(\theta)$ に素子パターン $g(\theta)$ を乗じたものになる。すなわち、主ビームの走査角が θ_0 の場合の $F(\theta)$ は

$$F(\theta) = g(\theta) \frac{\sin \left\{ \frac{Nkd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right\}}{\sin \left\{ \frac{kd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right\}} \quad (8.23)$$

となる。この関係はパターン乗積の理と呼ばれる^{注7)}。

長方形配列の平面アレーアンテナ 図 8.12 のように x 方向および y 方向にそれぞれ M 行 N 列の規則的な配列を持つ長方形配列の平面アレーアンテナにおいて、 x 軸方向に m 番目、 y 軸方向に n 番目の素子アンテナの励振の大きさを I_{mn}

注7) 注6)と同じ理由で、アレーアンテナ外縁部の $g(\theta)$ は中央部のそれとは異なる。しかし素子アンテナ数が数100の平面アレーアンテナの放射パターンについては、実際上すべての $g(\theta)$ を中央部の値に等しいとして問題ない [Fukao et al., 1986].

とすると、アレーファクターは次式で表される。

$$E_a(\theta, \phi) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_{mn} e^{j(m\delta_m + n\delta_n)} \quad (8.24)$$

ただし

$$\delta_m = kd_x \sin \theta \cos \phi \quad (8.25)$$

$$\delta_n = kd_y \sin \theta \sin \phi \quad (8.26)$$

は (m, n) 番目の素子アンテナに与える位相量である。ここで k は波数であり、 d_x および d_y はそれぞれ x 方向および y 方向の素子アンテナ間隔である。平面アレーアンテナで

$$I_{mn} = I_m I_n \quad (8.27)$$

のように励振される場合、式 (8.24) は

$$E_a(\theta, \phi) = \sum_{m=0}^{M-1} I_m e^{jm\delta_m} \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{jn\delta_n} \quad (8.28)$$

となる。すなわち、長方形配列の平面アレーアンテナのアレーファクターは直線アレーアンテナのアレーファクターの積として表現することができる [電子通信学会, 1980]。

素子アンテナの配置 素子アンテナを実際に配列する際には、前述のグレーティングローブの発生を抑え、1 素子あたりが代表する面積を広く取れることが望ましい^{注8)}。図 8.13 において、白丸は実際の素子アンテナ位置、黒丸は平面アレーの該当方向における等価的な素子位置を示す。同図 (a) の正方配列では、等価的な素子間隔が最大になるのは x 軸および y 軸方向である。このときの素子間隔 d をグレーティングローブを抑える最大素子間隔とすれば、例えば主ビームの最大走査角が天頂から 40° の場合は、式 (8.21) から $d \simeq 0.61\lambda$ となる。ここで λ は波長である。一方、同図 (b) のように正三角形の各頂点に素子アンテナを配置^{注9)} すれば、等価的な素子間隔が最大になるのは y 軸方向である。この間隔 d

注 8) 素子数を少なくすれば、消費電力やコストを抑えることができる。一方、アクティブフェーズアレーアンテナでは総出力は素子数に比例するため、注意が必要である。

注 9) これを三角配列と呼ぶ。

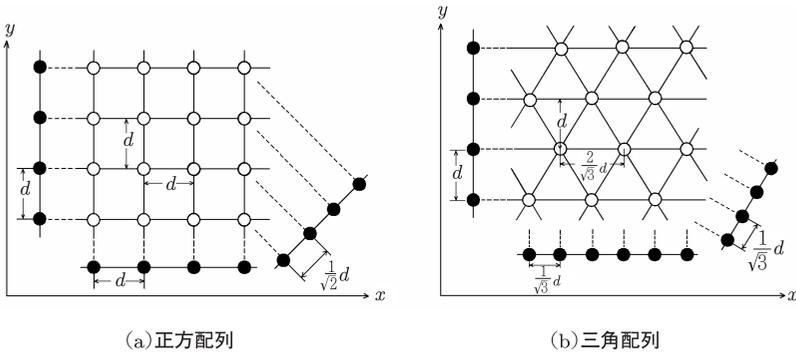


図 8.13 素子アンテナの配列. 白丸は実際の素子アンテナ位置, 黒丸は平面アレーの該当方向における等価的な素子位置を示す

もまた, (a) と同一条件でグレーティングローブを抑えるには, $d \simeq 0.61\lambda$ とする必要がある. このとき, 実際の素子間隔は同図 (b) から明らかなように約 0.70λ となる. すなわち, (b) では (a) に対して素子間隔を 15% 程度広げても, グレーティングローブの発生を避けることができる.

アレーアンテナの形状 大気レーダーでは, 多数の素子アンテナを配列してアレーアンテナを構成する. 使用例が多いのはそれぞれ図 8.14(a) および (b) に示す正方形アレーアンテナおよび円形アレーアンテナである. 各図の黒点は素子アンテナの位置を模式的に示す. また, 図中の A-A' および B-B' 断面のアレーアンテナの電流分布を併せて示している. (a) の正方形アレーアンテナでは A-A' 断面と B-B' 断面のアレーの構成に寄与する素子数が異なるため, 2つの方向に対応する電流分布は異なる. この結果, アンテナパターンが方位角によって一様でなくなる. つまり A-A' 断面では主ビーム幅は狭くなるが電流分布がアレーの両端で不連続になるため, 周波数スペクトルの高周波成分に相当するビームのサイドローブが大きくなる. 一方, B-B' 断面ではサイドローブは改善されるが, 主ビーム幅が広がる. 次に (b) の円形アレーアンテナでは, A-A', B-B' の両断面を含むすべてのビーム走査方向でほぼ同一の電流分布になり, したがってアンテナパターンも概ね同一になる. 正方形アレーの四隅部の素子アンテナを省略することや円形アレーの構成を用いることは, アンテナパターンの改善を図る上でも効果がある. 両者の用途については, 主ビーム形状やサイドローブの回転対称性を重視す

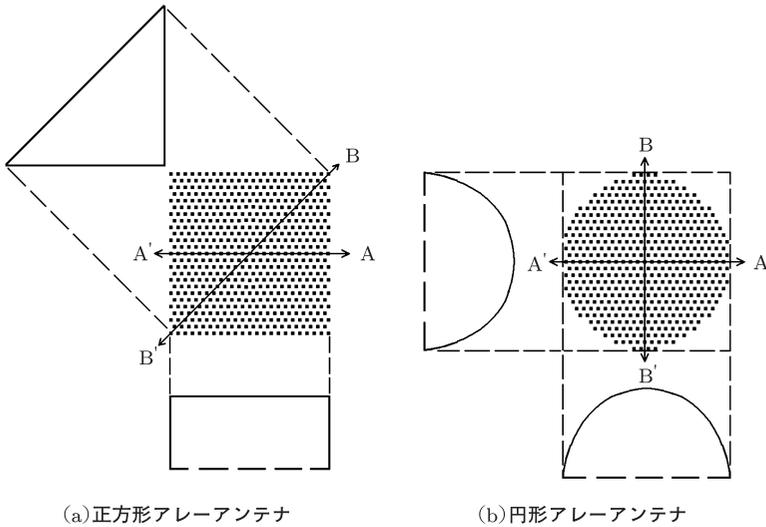


図 8.14 アレーアンテナの形状と電流分布の模式図. 各図の黒点は素子アンテナ位置を模式的に示す

る場合は円形アレー，配置の容易さを重視する場合は正方形アレーとすることが多い。

円形アレーアンテナを含む一般的なアレーアンテナ 正方形アレーアンテナの放射パターン表現には式 (8.28) が適用できる。しかし，円形アレーアンテナを含む一般の不等間隔アレーアンテナに同式は適用できない。このため，放射パターンをそれぞれの実配列に対応した数値計算によって求める。一般に素子数 N の任意の 3 次元アレーアンテナのアレーファクターは以下のように表現される。いま， n 番目の素子アンテナの位置ベクトルおよび励振位相をそれぞれ $\mathbf{d}_n = (x_n, y_n, z_n)$ および ϕ_n とする。このとき，単位ベクトル $\mathbf{r} = (x, y, z)$ 方向のアレーファクター E_a は次式で表される。

$$E_a = \sum_{n=1}^N e^{j\phi_n} e^{jk\mathbf{d}_n \cdot \mathbf{r}} \quad (8.29)$$

ここで、ビーム走査方向の単位ベクトルを $\mathbf{r}_b = (x_b, y_b, z_b)$ とするとき、ビーム位相角 ϕ_n は

$$\phi_n = -k\mathbf{d}_n \cdot \mathbf{r}_b \quad (8.30)$$

で与えられる。

移相器と給電系 先に述べたように、フェーズドアレーアンテナでは、各素子アンテナの位相を変化させて主ビームを電子的に走査することができる。いま、直線フェーズドアレーアンテナの各素子アンテナの位相が式 (8.17) で示される値になるように、それぞれの移相器の位相を設定すれば、ブロードサイド方向から角度 θ_0 の方向に主ビームが向けられる。このとき、 m 番目の素子アンテナから送信する電波の位相は、1 番目の素子アンテナに対して $kmd \sin \theta_0$ だけ遅れている。したがって、この位相遅れを各素子アンテナに設定することにより、主ビームを角度 θ_0 の方向に走査することができる。

図 8.12 に示した平面アレーアンテナをフェーズドアレーアンテナとして電子的に走査する場合の移相器の配置は、2 種類に大別される。その 1 は、 x 方向および y 方向にそれぞれ M 行 N 列の素子アンテナ列に対して、各行と各列にそれぞれ 1 台の移相器、計 $M + N$ 台の移相器を取り付ける方式である。この場合は、主ビームの走査面は x 軸方向または y 軸方向に限られる。その 2 は、全素子アンテナに移相器を取り付ける方式である。この場合は計 $M \times N$ 個の移相器を要するが、主ビームの励振範囲内の空間の任意の方向を走査することが可能になる。

平面フェーズドアレーアンテナの全素子に対する給電の典型的な 1 例は、図 8.15(a) に示すように、1 台の送信機出力を分配して各素子アンテナに給電する方式である。従来、送信機に大出力の送信管を用いる場合にはこの方式をとることが多かった。一方、近年では詳細を後出の 8.3.3 項で述べるように、送受信部として送信用増幅器や移相器を組み込んだ送受信モジュールを用いる例も増えている。この方式では、同図 (b) に示すように 1 個の送受信モジュールが 1 ないし数本の素子アンテナに小電力を供給する。送受信モジュールは小電力で位相制御を行った後、電力増幅を行い、大電力の送信信号を出力する。この方式のレーダーはアクティブフェーズドアレーレーダー (active phased array radar) と呼ばれる。

平面アレーアンテナの例 大気レーダー用の典型的な平面アレーアンテナについて、利得 [dB] とビーム幅 [°] を式 (8.7) および (8.8) によって求めた結果を表

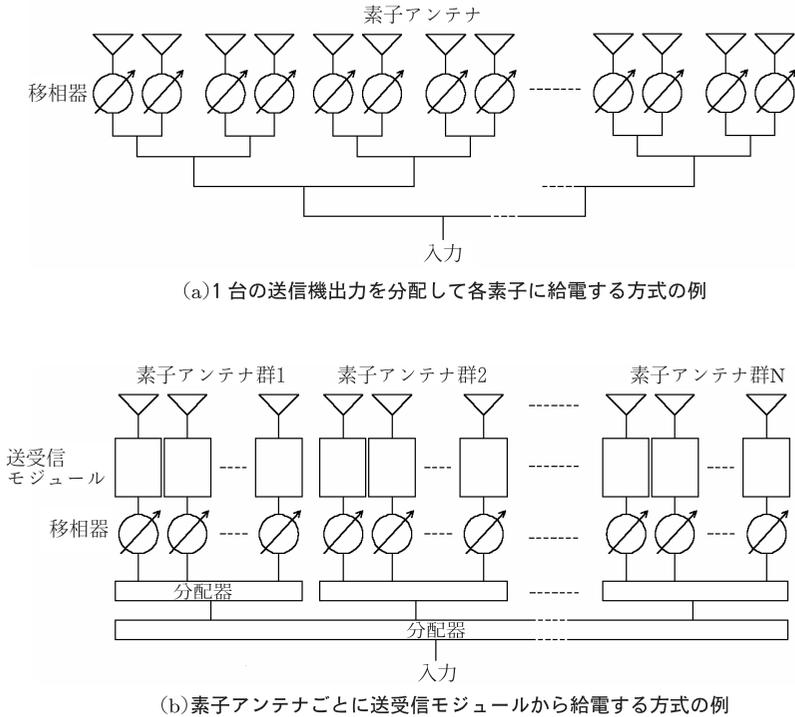


図 8.15 フェーズドアレーレーダーの給電方式

表 8.4 大気レーダー用の典型的な平面アレーアンテナ特性の例

送信周波数 [MHz]	アンテナ開口径	利得	ビーム幅
50	直径 110 m	32 dB	4.0°
400	11 m × 11 m	30 dB	5.0°
1300	4 m × 4 m	32 dB	4.2°

8.4 に示す。また、実際の平面フェーズドアレーアンテナの例を図 8.16 に示す。同図は直径 110 m の円形平面に八木アンテナを 560 本並べた京都大学赤道大気レーダー (EAR) のアンテナで、周波数 47 MHz で運用されている [Fukao et al., 2003]。給電系は図 8.15(b) に示す構成で、それぞれの素子アンテナに移相器が取

図 8.16 京都大学赤道大気レーダー (EAR) のフェーズドアレーアンテナ. それぞれの素子アンテナ基部の容器に送受信モジュールが収納されている. 後出の図 10.11 を参照 [Fukao et al., 2003]

り付けられている.

8.2.5 アンテナ放射パターンの測定

アンテナが設計どおりの放射パターンを示すかどうかは実測により確かめられる. アンテナの送信時と受信時の特性が一致すること (可逆性) から, 一般にアンテナの放射パターンは受信モードで測定される.

気象レーダーのように比較的小型のアンテナ^{注 10)} で低仰角の走査が容易に行える場合は, 遠方界領域に置かれた送信機からの信号を被測定アンテナの方位と仰角を変えながら受信し, その受信強度変化から放射パターンを求める. このため, 被測定アンテナに周囲からの反射波や散乱波が混入しないような測定環境を選ぶ必要がある.

これに対して, 大型大気レーダーに用いられるような比較的大開口が大きく, ビームを天頂近傍にのみ向けるアンテナには同じ方法を適用することはできない. 一般に大口徑アンテナの放射パターン測定には, (1) 電波星, 太陽電波, 月面反射などの天体を利用した方法と, (2) 航空機や人工衛星などの飛しょう体による方

注 10) 気象レーダーアンテナとして規模が大きい例は後出の 9.2.5 項で述べる WSR-88D のアンテナで, 直径約 8.5 m である. 一般に数 m 程度のものが多い.

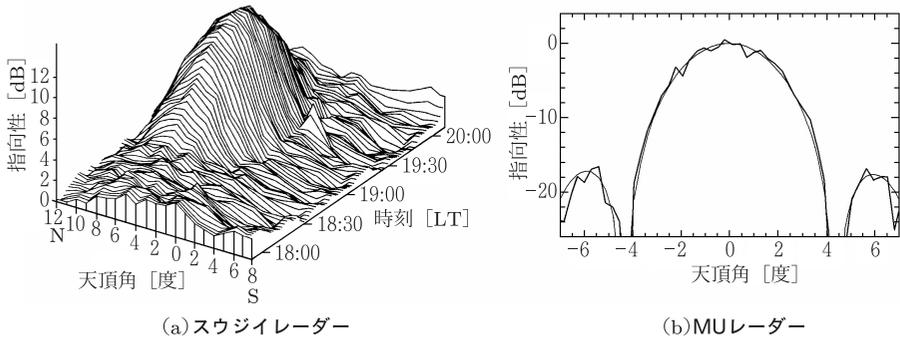


図 8.17 アンテナ放射パターンの測定例. (a) スウジイレーダーで観測された **Cassiopeia A** の雑音電力の緯度・時間変化. Czechowsky et al. [1984] より改変 (b) 月面反射を用いた MU レーダーアンテナ放射パターン測定例, 太線は測定値, 細線は理論値. Fukao et al. [1985c] より改変

法がある. (1) の方法に用いられる電波源や反射体は, いずれも位置を精密に計算できる上, 測定の再現性も良い. 輝度が高い電波星としては高中緯度域では Cassiopeia A (赤緯 58.58°N) が, 低緯度域では Cygnus A (赤緯 40.73°N) がよく知られている. しかし一般に被測定アンテナの走査方向に制限があり SNR も低いいため, サイドローブの測定は難しい.

図 8.17(a) は 54 MHz 帯のドイツのスウジイ (SOUSY) レーダー^{注 11)} (51.66°N , 10.49°E) が Cassiopeia A の雑音電力を天頂付近で南北方向にビームを走査しながら受信したものである [Czechowsky et al., 1984]. ほぼ東西の断面内の放射パターンは地球の自転を利用して決められる. 最大電力は北 7° で観測されており, 主ビームが正しい方向を向いていることが示されている. また, これを解析すると, 主ビームの南北およびほぼ東西断面内の放射パターンや半値幅が求められる. 一方, 同図 (b) は月面反射を用いて測定された MU レーダー^{注 12)} の放射パターンである [Fukao et al., 1985c]. 測定はレーダーアンテナのビーム方向を月の南中方向に固定して行われ, 地球の自転を利用してほぼ東西断面のパターンが決められた. 主ビーム方向, 半値幅, および第 1 サイドローブレベルの測定値 (太線) は

注 11) ドイツ Lindau に設置された MST レーダーで周波数 53.5 GHz, アンテナビーム幅 5° .

注 12) 前出の図 8.4 は MU レーダーの 3 次元電力分布パターンで, 図 8.17(b) の細線部に相当する. MU レーダーの詳細は 10.2.3 項を参照.

理論値 (細線) とよく一致している。なお測定値の揺らぎは電離圏の擾乱 (シンチレーション) によるものである。

周回する人工衛星を用いた測定は、初期コストが高くなるが長期間にわたって低仰角サイドローブまで繰り返し測定できることが大きな長所である。この方式では、衛星に受信機を搭載し、レーダーからの信号を受信して軌道面に沿った放射パターンを測定する。搭載アンテナの放射パターンや衛星の姿勢、レーダーとの距離の変化による受信強度変動の影響を除くため、あらかじめ校正した別アンテナから 50 kHz 程度離れた校正信号を同時に送信する。搭載受信機で両者を分離して、その強度比からレーダーアンテナの校正信号アンテナに対する相対パターンを求める [Fukao et al., 1985c]。後出の京都大学 MU レーダー^{注 13)} や米国で展開されているウインドプロファイラーネットワークを構成する 404 MHz 帯レーダー^{注 14)} は、いずれも運用の初期にこの方式で放射パターンを測定している。

素子アンテナがそれぞれ対応する送受信モジュールで励振されるアンテナには前述の可逆性は成り立たない。したがって、受信と送信の両方の放射パターンを測る必要がある。このためには送信モードで測定が可能な月面反射や人工衛星を使う方法が有効である。

8.3 送受信システム

8.3.1 送信機

パルスレーダー方式の送信機の性能を決める主要パラメータは、送信周波数 f 、送信出力 P_t 、送信パルス幅 τ 、およびパルス繰り返し周波数 f_p である。パルス繰り返し時間は $T = 1/f_p$ で与えられる。また、送信デューティ比 R_d は

$$R_d = \frac{\tau}{T} \quad (8.31)$$

で定義される。送信電力 P_t は一般的にピーク電力で示され、時間平均送信電力 \overline{P}_t とは

$$\overline{P}_t = R_d P_t \quad (8.32)$$

注 13) 詳細は 10.2.3 項を参照。

注 14) 詳細は 10.3.1 項を参照。

の関係にある。例えば $\tau = 1\mu\text{s}$, $T = 1\text{ms}$ の場合は $R_d = 0.001$ である。気象レーダーの R_d は $0.005 \sim 0.0005$ 程度である。一方、大気レーダーでは、パルス圧縮時は気象レーダーに比べて τ が長くなることがあり、また、 T は気象レーダーに比べて1桁程度短い。したがって、大気レーダーの R_d は気象レーダーに比べて高く、最大0.2程度になる。

パルスレーダーでドップラー速度測定を行うためには、送信パルス間の位相のコヒーレント性を保つことが必須である。4.1.1項で触れたように、これを実現する最も一般的な送信機は、安定した周波数で発振する微小電力の種信号を増幅するMOPA方式をとっている。パルスのな送信信号を生成し、アンテナから送出する基本的な方式は、気象レーダーと大気レーダーで共通である。ただし、気象レーダーでは単一のアンテナから大電力の送信パルスを連続的に送出するため、最終段の増幅器として大電力の増幅管を用いることが多い。このため、比較的規模の大きい単一の送信機を用いるのが一般的である。一方、大気レーダーは一般に平面アレーアンテナの構成を持ち、個々のアンテナ素子から放射されるパルス電波を空間合成して大電力の送信信号を生成する。また、前節で触れたように素子アンテナをモジュール化された送受信部と一体化してアンテナを形成する、アクティブフェーズドアレーアンテナ方式をとるレーダーも多くなっている。

8.3.2 気象レーダーの送信機構成

MOPA方式の送信機 従来、レーダー送信管として広く用いられてきたのは自励発振管のマグネトロン (magnetron) である。しかし、マグネトロンはコヒーレントな送信信号を生成できないため、近年ではこれに代えてMOPA方式の送信機を用いることが一般的になってきた。その背景には、近年、世界的な無線LAN需要に対処するため、特に気象レーダーの周波数帯では周波数割り当ての縮小や他の無線局との干渉を抑圧する技術の開発と実用化が求められていることがある。また、低層ウインドシヤー (low-level wind shear) 検出レーダー^{注15)}のように、高い精度のドップラー観測を行う需要が増えてきたこともある。MOPAでピーク送信電力が数kW程度以上のコヒーレントな送信波を得るために用いられる増幅管として、代表的なものにクライストロン (klystron) や進行波管 (traveling wave tube; TWT) がある。パルスレーダー用の進行波管は、ピーク送信電力が数kW

注15) 詳細は9.2.3項を参照。

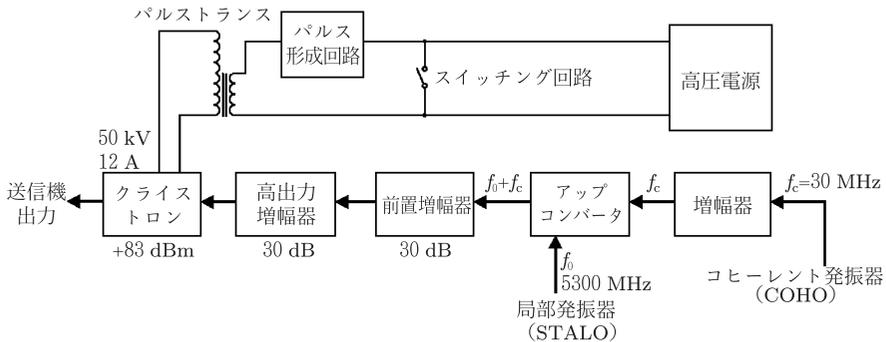


図 8.18 MOPA 方式の送信機の構成例 [浜津ほか, 2000b]

～数 10 kW 程度で，一般にクライストロンと比べると低出力である．しかし，近年低いピーク送信電力でも後出の 8.3.4 項で述べるように広いパルス幅でパルス圧縮技術を用いて従来レーダーと同等以上の分解能や観測範囲が実現している．このことから，前述の周波数割当て事情などもあり進行波管を用いるレーダーが注目されている．一方，直接数 100 kW 程度の大出力を得る場合は，クライストロンを用いることが多い．図 8.18 にクライストロンを用いた MOPA 方式の送信機の構成例を示す [浜津ほか, 2000b]．クライストロンは，高出力，高効率，高利得が得られ，またマグネトロンに比べて数倍以上の長寿命である．さらに，出力，周波数の調整が容易で，周辺回路の構成も簡潔であるため，MOPA 方式の送信管として使用例が広がっている．最近ではミリ波などを中心に高出力のジャイロクライストロン (gyroklystron) の開発も進んでいる．

クライストロン クライストロンの動作は，電子の流れ (ビーム; beam) に対して速度の変調を与えることで増幅作用を生む原理に基づいている．この増幅管は，図 8.19 に示す基本構成を持ち，電子ビームを放射する電子銃，マイクロ波の増幅を行う本体空洞部 (キャビティ; cavity)，マイクロ波を取り出す出力窓，電子ビームをとらえるコレクタなどによって構成される．また，クライストロン本体を取り巻く形で集束コイル (ソレノイド; solenoid) が取り付けられる．2 極管構造の電子銃から放出された電子ビームは，集束コイルが作る磁界によって集束され，クライストロンの軸方向に沿ってコレクタ方向に進行する．簡単のため，本体空洞部は 1 個の共振キャビティと 1 個の出力キャビティからなるものとする．電子

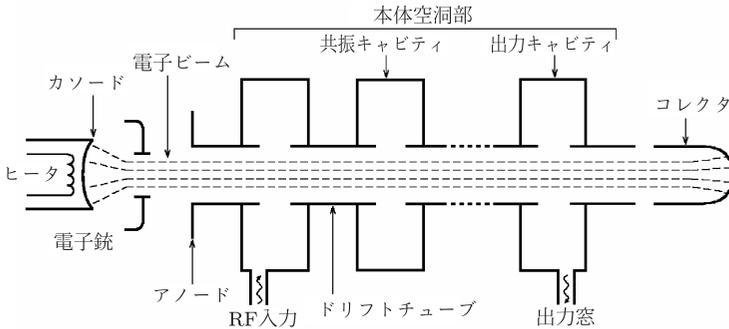


図 8.19 クライストロンの基本構成. Skolnik [1990] より改変

ビームが共振キャビティに到達すると、入力側に加えられたマイクロ波電界により、電子の一部は加速され、また一部は減速される。このためドリフト空間（ドリフトチューブ内）に入った電子ビームは集群作用を受けることになる。すなわち、減速電界を受けた電子は低速で、次の加速電界を受けた電子は高速で出力キャビティに到達する。ドリフト空間の長さを適当に選べば、それらの電子を同時に出力キャビティへ到着させ、電子ビームの粗密を最大にすることができる。出力キャビティには通過した電子流の粗密に応じて出力電圧が誘起される。言い換えると、クライストロンは電子ビームに与えた速度変調を密度変調に換え、これに共振させた出力キャビティから増幅されたマイクロ波信号を誘導出力として取り出すものである。実際のクライストロンは複数の本体空洞部を持ち、電子ビームは複数の共振キャビティを通過する。この間、電子ビームは集群作用を繰り返し受けるため、電子の運動エネルギーが増大し、集群も大きくなる [例えば山本, 1966]。

ジャイロクライストロン クライストロンや次に述べるマグネトロンの動作周波数はマイクロ波帯以下に限られる。これより高周波では発振管の寸法が小さくなり、電子の集群が効果的に起らないためである。このため、ミリ波帯やさらに高い周波数のサブミリ波帯では、相対論効果による電子の質量変化を利用して発振するジャイロトロン (gyrotron) が既に実用化している。これと共通する電子の動きを利用し、クライストロンと同様の増幅作用によってコヒーレントな大出力を得る送信管に、近年開発が進められているジャイロクライストロン (gyroklystron) がある。図 8.20 にその基本構成を示す。クライストロンと同様に電子ビームを集

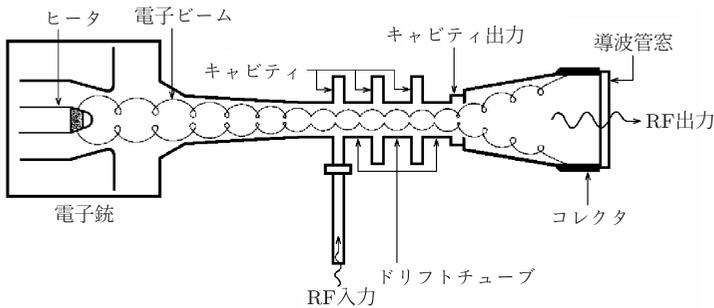


図 8.20 ジャイロクライストロンの基本構成. Henke [2000] より改変

束するために、集束コイルが本体を取り巻いて取り付けられる。クライストロンがカソードからコレクタに向かう電子ビームの縦方向の速度成分を用いて増幅を行うのに対して、ジャイロクライストロンは、横方向の速度成分を用いて増幅を行う。カソードから放射された電子は、コレクタに向かう方向と直交する速度成分によってスピンを始める。電子ビームは、ドリフトチューブの内壁に沿うようにスピンしながら複数の共振キャビティを通過し、電子の運動エネルギーを増大させる。出力キャビティに達した電子ビームは徐々に減速され、その運動エネルギーが電波のエネルギーに変換される。電子ビームがスパイラル状に進むため、ビームが進む領域がクライストロンに比べて相対的に広がる利点がある。これらの点から、ジャイロクライストロンは、ミリ波帯やサブミリ波帯での応用が期待されている。

マグネトロン 強度情報のみを利用する従来の気象レーダーでは、コヒーレントな位相情報を得る必要がなかったため、安価で容易に高出力を得やすいマグネトロン (magnetron) を送信管として用いることが一般的であった。マグネトロンは円筒形の陽極と中心軸にある陰極を持ち、軸方向に磁場をかける。クライストロンが電子ビームを直進させて集群作用を起こさせるのに対して、マグネトロンはこの磁場の作用により電子軌道を円形に曲げて、円形軌道上で集群作用を起こさせる [例えば山本, 1966]。陽極を分割してその間を同調回路で結んだ多分割マグネトロンは、極めて効率のよい発振が起こることから広く用いられている。

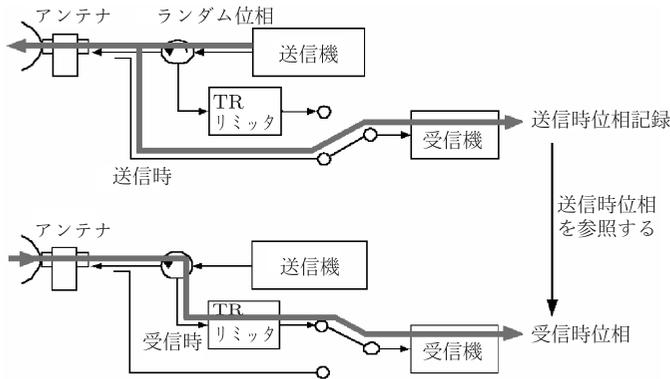


図 8.21 デジタル位相参照方式によるマグネトロンレーダのコヒーレント処理

マグネトロンを用いるコヒーレントレーダ送信機 マグネトロンは、発振の初期位相がパルス間で原理的にランダムである。このため、マグネトロンを用いてパルスドップラーレーダを構成する場合には、コヒーレントな位相情報を得る手段として、送信信号の初期位相を測定し、これに同調させるような受信系を構成することが必要になる。

従来、これを実現するため、送信信号の一部を受信側に引き込み、受信機の位相をアナログ的に送信信号に同調させて位相検波を行う方式が一般的であった。この方式は、5.3/5.6 GHz 帯や 9.5 GHz 帯の比較的低い周波数帯で簡易なパルスドップラーレーダを構成するためによく用いられてきた。ところが、この方式では、レーダの中間周波数が高くなるにしたがい、またパルス幅が狭くなるにしたがい、送信パルス幅内の短時間で同調を取ることが難しくなる。例えば $1\mu\text{s}$ 程度以下の狭い送信パルスが用いられることが多い 35 GHz 帯のようなミリ波帯では、送信信号の一部を受信機に引き込んでコヒーレントな信号を生成して位相検波を行うことが困難である。このため、新たな方式として、図 8.21 に示すようにパルスの送信ごとに送信波の初期位相を記録し、信号処理段階で送信パルスごとにリアルタイムのデジタル処理により初期位相を参照する方式 (デジタル位相参照方式) が開発された [浜津ほか, 2000a]。この方式によれば、MOPA 方式の送信出力で得られるスペクトルに比べると、マグネトロン出力の不要スペクトル比率が高くなることは否めないが、ミリ波帯のマグネトロンレーダでもリアルタ

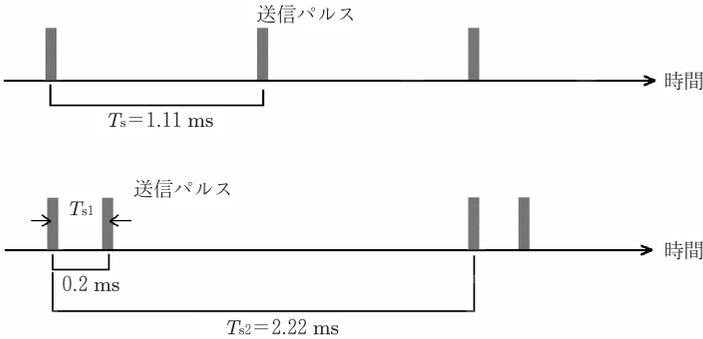


図 8.22 連続パルス送信 (上図) とダブルパルス送信 (下図) の例

ィムで簡易なコヒーレント処理を行うことが可能である。

マグネトロンレーダーのドップラー観測範囲の確保 4.1.2項で述べたように、ドップラー観測で折り返しを生じない最大速度、すなわちナイキスト速度 v_N は、波長 λ とパルス繰り返し周波数 f_p から $v_N = \lambda f_p / 4$ となる。通常、パルスレーダーでは送信周波数が一定であるため、 v_N を大きくするには、パルス繰り返し周波数を大きく取ればよい。 v_N はレーダーの最大観測距離 r_a に逆比例し、式 (4.13) で規定される。ところが、マグネトロンレーダーでは、デューティ比の制約からパルス繰り返し周波数を上げることができず、ドップラー観測範囲を十分に確保できないことがある。これに対処する方式として、図 8.22 に示すダブルパルス送信がある。上図に示す本来の一定間隔の送信パルス間隔に対して、この方式では、下図に示すように短いパルス間隔のペーパーパルスを保いパルス間隔において送信する。このとき、デューティ比は上下の図で同一であるが、ドップラー観測に寄与するパルス繰り返し周波数は、上図に比べて下図は 5 倍以上になる。ここで、5.5.4 項で論じた自己共分散処理によるドップラー速度測定では、2 個の連続するパルスによってドップラー速度が決まることを利用している。しかし、この方式では FFT などによるスペクトル解析はできない。

気象レーダーの送信出力 一般に、気象レーダーでは送信波として高いピーク出力の単一パルスを用いることが多い。代表的な周波数帯とピーク出力の典型的な値は表 8.5 に示すとおりである。

表 8.5 気象レーダーの代表的な送信ピーク出力

周波数 [GHz]	送信ピーク出力 [kW]
2.8	500~800 (MOPA, マグネトロン)
5.3	200~300 (同上)
9.5	30~100 (同上)
35	30~50 (MOPA), 50~150 (マグネトロン)
95	2~3 (MOPA)

表 8.6 方形導波管の耐電力

周波数 [GHz]	導波管	a × b [mm ²]	耐電力 [kW]
2.8	WRJ-3	72.1 × 34.0	2450
5.3	WRJ-5	47.6 × 22.2	1270
9.5	WRJ-9	28.5 × 12.6	446
35	WRJ-320	7.11 × 3.56	30.1
95	WRJ-900	2.54 × 1.27	3.77

a, b: 方形導波管の長辺および短辺寸法 (いずれも内径)
 空気の絶縁耐力 $E = 1500 \text{ V mm}^{-1}$. ただし安全率 2 とする.

耐電力の確保 ミリ波レーダーのように使用する導波管径が小さくなる場合は、高出力時の導波管内での耐電力確保、導波管経路による給電損失の低減などの対策が重要な課題である。耐電力の確保には、加圧によって導波管内の気圧を高めることが対策の 1 つになる。方形導波管の耐電力 (ピーク電力) は次式で求められる [Marcuvitz, 1993].

$$P = \frac{E^2}{4 \times 120\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} ab \quad (8.33)$$

ただし E は常温, 1 気圧での空気の絶縁耐力 [V mm^{-1}], λ は波長 [mm], a, b はそれぞれ導波管の長辺寸法 [mm] および短辺寸法 [mm] とする。周波数が高くなるにしたがい導波管寸法が小さくなり, 耐電力は低下し, 安全率 2 のとき表 8.6 のようになる。同表から, 例えば 35 GHz 帯での耐電力は 30 kW 程度となる。したがって, この周波数帯で 100 kW クラスの送信機出力を持つレーダーを実現するには, 加圧などにより耐電力を高める対策が必須である。

8.3.3 大気レーダーの送信機構成

フェーズドアレーアンテナを用いる大気レーダーでは、素子アンテナと対になった送受信一体型の送受信モジュールを用いて送信信号を生成するアクティブフェーズドアレーレーダーが一般的になりつつある。送受信モジュールは、電力増幅器、受信機、移相器、送受切換器、制御回路などで構成される。50 MHz 帯の送受信モジュールの信号系統例を図 8.23 に示す^{注 16)}。先に触れたように、フェーズドアレーアンテナの素子と送受信モジュールの対応には、それぞれ 1 対 1 で対応する方式、1 個の送受信モジュールから複数の素子アンテナに給電する方式などがあり、アンテナのビーム制御の機能に応じて給電方式が決定される。

後出の第 10 章で述べる 50 MHz 帯の大型大気レーダーの典型的な例では、送受信モジュール 1 個あたりの出力は概ね 200 W～2 kW 程度、素子アンテナ数は 500 本程度である。すなわち、これらのレーダーの合成後出力は 100 kW～1 MW 程度になる。一方、大気レーダーの中で周波数が最も高い例の 1 つである境界層から下部対流圏観測用の 1300 MHz 帯レーダーでは、複数の素子アンテナに分配給電する方式をとるのが一般的である。1 個の送受信モジュールの出力は 200 W 程度である。この種のレーダーでは観測対象高度が低いことから、典型的な例では送信出力を 2 kW 程度に抑え、したがって総数で 10 個程度の送受信モジュールを用いて、それぞれの送受信モジュール出力を 2～4 個程度の素子アンテナに

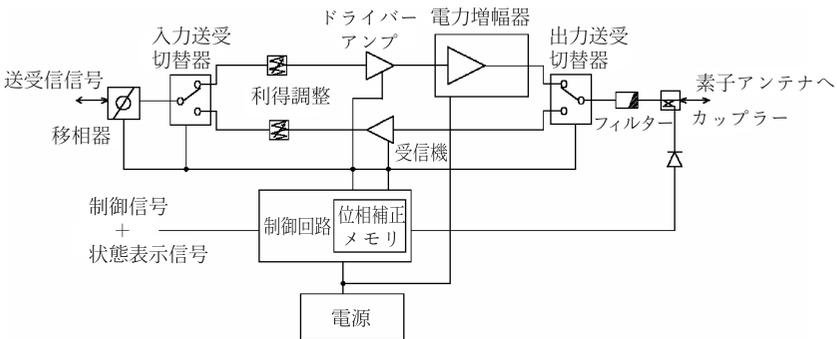


図 8.23 送受信モジュールの信号系統の例。Fukao et al. [2003] より改変

注 16) 本モジュールの実物写真を後出の図 10.11(b) に示す。

分配給電している。

8.3.4 パルス圧縮

パルスレーダーで SNR を改善する方法には、ピーク送信出力を大きくすること、送信パルス幅を広げることなどがある。ところが、送信デバイスのピーク送信出力には制約があり、またパルス幅を広げるとは距離分解能（高度分解能）を劣化させる。これらの課題を解決し、SNR を向上させる手法の1つとして大気レーダーで取り入れられているのがパルス圧縮技術である。基本手法は、送信パルスとして特殊な変調を施した広いパルス幅の送信信号を用い、受信信号を処理する際に復調を施して狭いパルス幅とほぼ等価となる受信信号を得ることである。これにより、距離分解能とピーク電力を変えることなく、等価的にパルス内に含まれる全電力を短い時間帯に集中させることができる。なお、気象レーダーでは、所望の SNR の確保が大気レーダーに比べると容易で、また大電力送信管も入手しやすいこともあり、従来、パルス圧縮技術は一般的には取入れられなかった。一方、この技術はピーク送信電力を抑えることができるため、近年では隣接レーダーとの相互干渉を避ける手法としても注目されており、気象レーダーでもパルス圧縮技術を取入れた例も出始めている。

パルス圧縮の原理 一定の変調を施された広いパルス幅の信号を等価的に狭いパルス幅の信号に変換する際の基本になるのは、前出の式 (5.95) に示したデルタ関数である。デルタ関数は無限の振幅を持つ時系列上の1点にエネルギーが集中し、振幅が無限となる状態を表現している。そのスペクトルは全周波数帯において一様で、位相は全周波数帯にわたってそろっている。これと同様のスペクトル特性を持つのが白色ガウス雑音で、スペクトルは全周波数帯に一様に広がっており、振幅は正規分布で中央に集中する度合いが高い。ただしその位相は全くランダムである。現実には白色ガウス雑音を用いることはできないが、これに代わる疑似ランダム信号を用いて位相をそろえられれば、デルタ関数に近い特性を実現できる。

さて、時系列信号 $x(t)$ の周波数領域における位相をそろえるには、 $x(t)$ の周波数スペクトル $X(f)$ とその複素共役 $X^*(f)$ の積算を行えばよい。 $x^*(-t)$ の周波数スペクトルが $X^*(f)$ になることを考慮すれば、前出の式 (5.63) から、周波数領域の積 $X(f)X^*(f)$ は時間領域の畳み込み $x(t) * x^*(-t)$ と等価である。さらに、

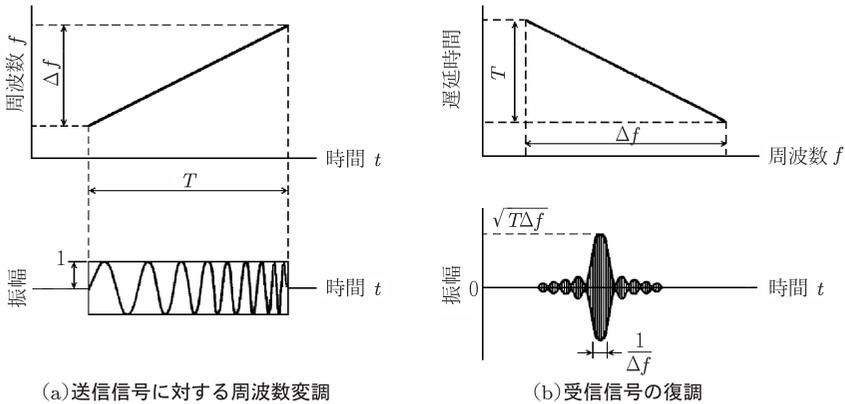


図 8.24 周波数変調方式によるパルス圧縮の原理

$x(t) * x^*(-t)$ は $x(t)$ の自己相関を求めることにほかならない。これはまた、5.2 節で論じた整合フィルタとも等価である。以上をまとめると、パルス圧縮とは次の手法といえる。

1. 送信信号として、変調を施した広いパルス幅の信号を生成する。変調信号には、自己相関関数がデルタ関数に近い疑似ランダム信号を用いる。この段階では周波数帯域は広く、位相はそろっていない。
2. 受信信号に対して、次節の受信機で述べる検波信号と送信信号で用いられた変調信号の相互相関を取ることによって復調を行う。

パルス圧縮の代表的な方式に周波数変調方式と符号変調方式がある。前者は、送信パルス内変調として周波数変調を行う方式である。後者は離散的な符号化による変調で、符号列の選び方によっていくつかの種類があるが、いずれも自己相関関数がデルタ関数に近いものを求めて導出されたものである。以下に代表的な方式について述べる。

周波数変調方式 図 8.24(a) は本方式における送信信号の変調、(b) は受信信号の復調の原理を示す。パルス幅 T の送信信号に、同図 (a) 上段のように帯域幅 Δf で周波数が直線的に変化する周波数変調 (FM) を加え、同図下段に示す周波数変調パルスにして送信する。一方、受信信号を同図 (b) 上段に示すような周波数対遅延時間特性を持つ回路に通すと、送信パルスの前半分の低周波成分により大き

な遅延が生じ、逆に後半部の高周波成分により小さな遅延が与えられる。このため、受信信号が同回路を通る過程で、パルス内に分散されていた周波数成分が狭い時間帯に集中し、同図下段に示すような急しゅんなパルス状の信号となって出力される。この波形の包絡線 $f(t)$ は

$$f(t) = \sqrt{T\Delta f} \frac{\sin \pi \Delta f t}{\pi \Delta f t} \quad (8.34)$$

になる。復調後のピーク値の振幅 (電圧) は $\sqrt{T\Delta f}$ 、パルス幅は $1/\Delta f (\equiv \tau_p)$ である。送信パルス幅 T と帯域幅 Δf の積 $T\Delta f$ はパルス圧縮比と呼ばれ、パルス圧縮を行わないパルス幅 T の信号に対して、ピーク送信出力が $T/\tau_p = T\Delta f$ 倍に増大したと同等の効果が得られる。

符号変調方式 離散値を取る符号列により離散的に位相変調を行い、受信時に符号列の相関処理によりパルス圧縮を行う方式である。符号の反転のみによってデジタル的に変調が行える 2 値符号位相変調 (binary phase coding) パルス圧縮法が最も実用的である。この手法は、送信パルスを等分に N 分割し、各部に $+(0^\circ)$ または $-(180^\circ)$ の位相を与えるものである。受信時には、検波出力と変調符号系列の相互相関を取ることで復調を行う。距離分解能 (高度分解能) はもとのパルスの $1/N$ 、振幅は N 倍になり、等価的にパルスのほぼ全電力がこの範囲に含まれる。このとき、圧縮比 N のパルス圧縮により信号の電力は N^2 倍になり、一方、雑音電力は相関がない雑音サンプルを N 個集めることから N 倍になる。したがって SNR は N 倍に改善される。

いま、 N 個の符号、すなわちビット長 N で構成される 2 値符号列において、単位振幅の信号系列を

$$(X_1, X_2, \dots, X_n) \quad \text{ただし } X_i = 1 \text{ または } -1 \quad (8.35)$$

とするとき、その自己相関関数 $\phi(k)$ は

$$\phi(k) = \sum_{i=1}^{N-k} X_i X_{i+k} \quad \text{ただし } k = -(N-1) \sim N-1 \quad (8.36)$$

で表される。この関数は $k=0$ に関して対象な偶関数になるが、一般に 2 値符号列の自己相関関数は完全なインパルス関数にはならないため、ほかの時間領域に符号サイドローブ (code sidelobe) と呼ばれる洩れ出しが生じる。符号サイドローブを極力抑えた符号列の代表的なものを以下に示す。

表 8.7 バーカー符号列 [Skolnik, 1980]

ビット長 N	バーカー符号列	サイドローブ (電力値) [dB]
2	+-, ++	-6.0
3	++-	-9.5
4	++-+, +++-	-12.0
5	++++-	-14.0
7	++++--+-	-16.9
11	++++- - -+--+-	-20.8
13	+++++- - -+-+--+-	-22.3

(1) バーカー符号 (Barker code)

式 (8.36) に示す自己相関関数がタイムラグ 0 で N となり、ほかのラグでは 0 または ± 1 となる符号列である。すなわち、符号列 (8.35) の中で、式 (8.36) で与えられる $\phi(k)$ が

$$|\phi(k)| \leq 1 \quad (8.37)$$

を満たすものをバーカー符号列と呼び、 $N = 2, 3, 4, 5, 7, 11, 13$ に対して表 8.7 に示す符号列が発見されている。 $N = 2, 4$ に対してはそれぞれ 2 種類の符号列がある。6084 までの範囲では、適合する最長符号列のビット長は 13 である。図 8.25 に $N = 7, 11, 13$ に対する自己相関関数、すなわち復調後の出力を示す。同図から符号サイドローブが 0 または ± 1 になるバーカー符号列の特徴が明らかである。なお、表 8.7 の符号列に次の式 (8.38) ~ (8.40) に示す変換のいずれかを施せば別のバーカー符号列を生成できる^{注 17)}。

$$\text{変換 1 } X_{i1} = (-1)^i X_i \quad (8.38)$$

$$\text{変換 2 } X_{i2} = (-1)^{i+1} X_i \quad (8.39)$$

$$\text{変換 3 } X_{i3} = -X_i \quad (8.40)$$

(2) 相補系列符号 (complementary code)

2 種類の長さの等しい符号列を用いて、相関関数がサイドローブ領域で互いに逆符号を生じて打ち消し合うように設定し、自己相関の出力を加え合わせるこ

注 17) $N = 2$ の場合は $X_1 = 1$ のときのみである。

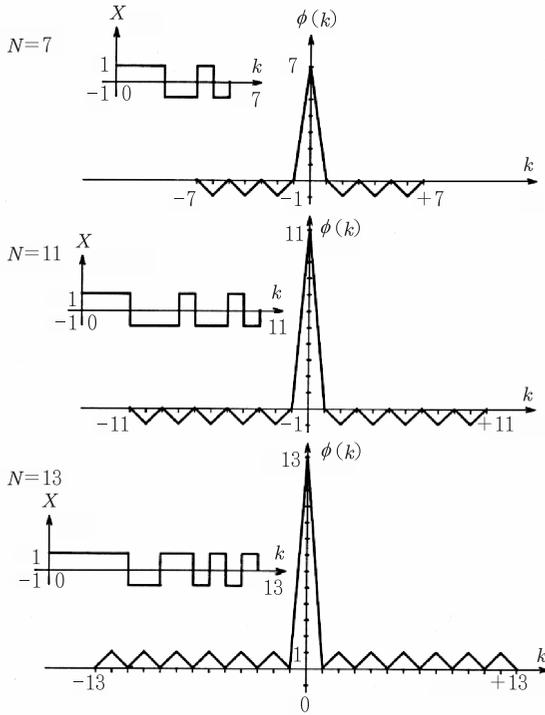


図 8.25 バーカー符号列の自己相関関数. $N = 7, 11, 13$

により符号サイドローブを消す符号列である. すなわち, 長さ N の 2 組の符号列 (X_1, X_2, \dots, X_N) および (Y_1, Y_2, \dots, Y_N) において, それぞれの自己相関関数を

$$\phi_X(k) = \sum_{i=1}^{N-k} X_i X_{i+k} \quad (8.41)$$

$$\phi_Y(k) = \sum_{i=1}^{N-k} Y_i Y_{i+k} \quad (8.42)$$

とするとき,

$$\phi_X(k) + \phi_Y(k) = \begin{cases} 0 & k \neq 0 \text{ のとき} \\ 2N & k = 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (8.43)$$

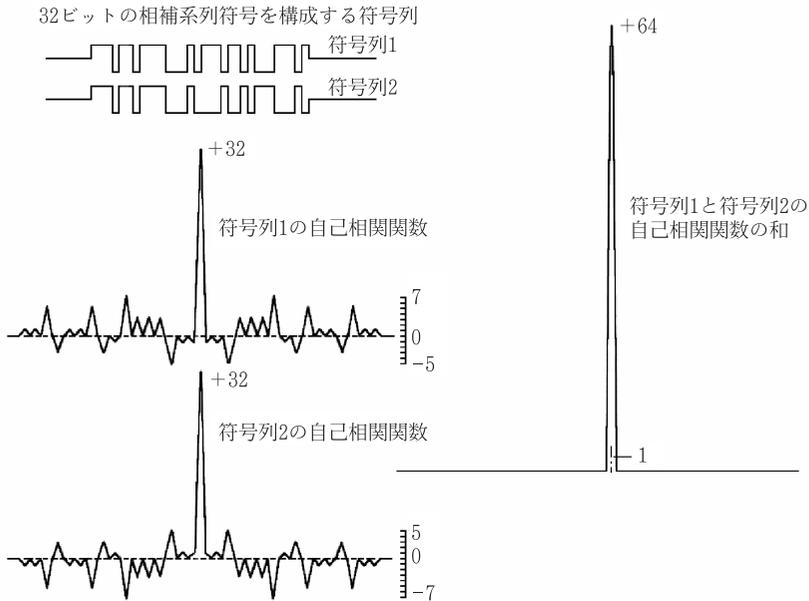


図 8.26 32 ビットの相補系列符号を構成する 2 種の符号列，および各々の自己相関関数と両者の和. Woodman [1980] より改変

となる符号列である。ただし $k = -(N-1) \sim N-1$ とする^{注 18)}。2つの符号列の和はサイドローブを全く持たない符号列となる。

図 8.26 に 32 ビットの相補系列符号を構成する 2 種の符号列，それぞれの自己相関関数，および両者の和を示す [Woodman, 1980]。一般に符号列 X と Y が N ビットの相補系列符号をなす場合，両者をつなぎ合わせて作られる $X + Y$ と $X + \bar{Y}$ は $2N$ ビットの相補系列符号を構成することが容易に示される。ここに \bar{Y} は Y の符号を反転させたものである。したがって，相補系列符号の長さには上限がなく， n を整数とするととき $N = 2^n$ ， 10×2^n などのビット長の相補系列符号が存在することが知られている。

この符号列を実際にパルスレーダーに適用するには，送信パルスを交互に符号列 X および Y で位相変調を行って送信する。受信時にはそれぞれの符号列に対

注 18) 式 (8.41)，(8.42) は非負の k の場合を示す。しかし自己相関関数は正負対称であるから，式 (8.43) は $k < 0$ の場合も成立する。

応した復調を行い、その後に両者の符号列に対して得られた受信信号を加算する。信号の相関時間がパルス繰り返し時間よりも十分長く、2個以上のパルスの受信信号がコヒーレントである場合に有効である。送信周波数が比較的低い大気レーダーによる対流圏や成層圏の観測のように、相関時間が長い受信信号が得られる場合に適した符号列である。

(3) 擬似バーカー符号 (pseudo-Barker code)

バーカー符号に類似しているが、サイドローブの最大値を ± 2 まで許容する。これにより、バーカー符号よりも長い符号長でサイドローブ比率が比較的小さいものが得られる。 $N = 28$ のものが実用化されている。

パルス圧縮時の欠偶領域 パルス圧縮は、遠距離や高高度の標的に対する探知性能を向上できるが、一般に最小探知距離 (上空を観測する場合は観測可能な最低高度) が制限される。すなわち、レーダーアンテナからパルス幅に相当する距離までは送信パルスと散乱信号が混在するため、復調時に完全な相関処理ができず、一般に復号ができない。この領域を欠偶領域 (truncated range) と呼ぶ。欠偶領域では、パルス圧縮処理を行っても圧縮比に対応する利得が得られないだけでなく、不要なレンジサイドローブ (range sidelobe) が生じる。なお、欠偶領域を超えた遠方域の復号可能な領域は非欠偶領域 (untruncated range) と呼ばれる。

特に境界層のような低高度の観測にパルス圧縮の手法を適用するときは、欠偶領域で復号可能なことが求められる。近年では、この要求に応えるものとして、相補系列符号を拡張したスパノ (Spano) 符号と呼ばれる符号列が得られており [Spano and Ghebrebrhan, 1996a, b]、大気レーダーの中でも低高度を観測対象とする下部対流圏レーダーや境界層レーダーを中心に多く採用されている。

スパノ符号 図 8.27 に示すような S 回送信される振幅 1 のパルス列 P_k を考える。いずれも同じ長さの N 個のサブパルスからなるものとする。同図の符号系列 C_k によって、各サブパルスには c_k^j (0° または 180°) の位相変調が施される。受信信号は、I, Q 信号のそれぞれについて、時間間隔 τ でレンジゲート G_1, G_2, \dots, G_R においてサンプリングされる。得られた信号は N ビットでパルス変調されているため、図 8.28 に示すように N 個のサブパルスに対する後方散乱信号が混在したものになっている。

いま、 k 番目の送信パルスに対するサンプリングされた複素データ系列を $\{v_1^k, v_2^k, \dots, v_N^k, \dots, v_R^k\}$ 、復号後の複素データ系列を $\{w_1^k, w_2^k, \dots, w_N^k, \dots, w_R^k\}$

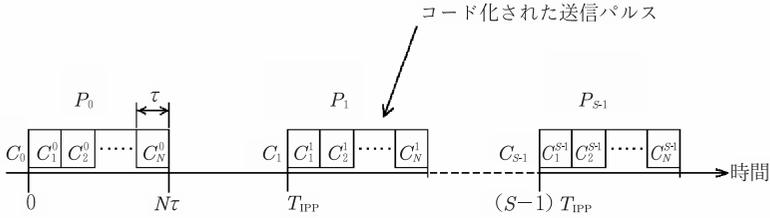


図 8.27 スパノ (Spano) 符号により変調された送信パルス列

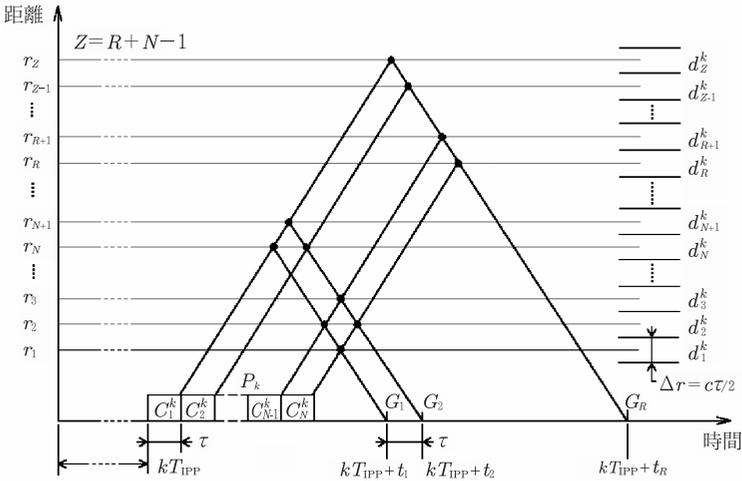


図 8.28 受信信号のサンプリング. 送信パルス P_k ($0 \leq k < S - 1$) に対する受信信号が G_1, G_2, \dots, G_R の計 R 個のゲートでサンプリングされる. Spano and Ghebrebrhan [1996a] より改変

とすれば, w_j^k は

$$w_j^k = \begin{cases} \sum_{m=1}^j c_{m+N-j}^k v_m^k & 1 \leq j \leq N - 1 \\ \sum_{m=1}^N c_m^k v_{m-N+j}^k & N \leq j \leq R \end{cases} \quad (8.44)$$

で与えられる. ここで, $\{w_1^k, w_2^k, \dots, w_{N-1}^k\}$ は欠偶領域の信号である. 詳細

表 8.8 スパノ符号に用いられる符号列 [Spano and Ghebrebrhan, 1996b]

ビット長 N	コード名	符号列の例
4	C_1	+ - - -
	C_2	+ + - +
8	C_1	- + + - - - - -
	C_2	- - + + - - + +
	C_3	- - - - + - - +
	C_4	- + - + + + - -

を付録 D に示すように、レンジゲートごとに最終的な復号信号を得るために w_j^k の加算が行われる。欠偶領域では本来復号に必要なサブパルスからの受信信号の一部が欠けているため、完全な相関処理ができない。一般に相補系列符号による変調を完全に復号するには行列演算が必要であるが、スパノ符号を用いるとこの行列が対角化され、欠偶領域に対する特別な復号処理が不要になる [Spano and Ghebrebrhan, 1996a]。したがって、通常の復号処理を行うことで欠偶領域および非欠偶領域にかかわらず復号が可能になり、観測データを得ることができる。簡単のために、 0° および 180° の位相変調をそれぞれ + および - で表すとき、スパノ符号では、表 8.8 に示す符号列を用いて例えば次の順に送信すれば、良い復号特性が得られることが知られている [Spano and Ghebrebrhan, 1996b]。

$$\text{パルス長 4 ビットの場合 } C_1, C_2, C_2', C_1', C_2, C_1, C_1', C_2' \quad (8.45)$$

$$\begin{aligned} \text{パルス長 8 ビットの場合 } C_1, C_2, \overline{C_2'}, \overline{C_1'}, C_2, C_1, \overline{C_1'}, \overline{C_2'}, \\ C_3, C_4, \overline{C_4'}, \overline{C_3'}, C_4, C_3, \overline{C_3'}, \overline{C_4'} \end{aligned} \quad (8.46)$$

ここで、 C' および \overline{C} はそれぞれ C のビット逆順および符号反転を示す。

8.3.5 受信機

レーダー受信機の基本機能は、標的からの後方散乱波をアンテナを介して受信、増幅し、適切なフィルターを通して所望の信号を検出することである。SNR をより大きくすることが求められるため、設計には各種の工夫が凝らされる。どの段階までの受信信号処理システムを受信機と呼ぶかは時代によって変化している。従来、RF (radio frequency) の受信信号から IF (intermediate frequency) 信号を検出し

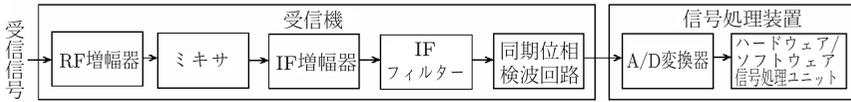


図 8.29 受信系統の基本構成

た後、これをビデオ周波数帯の信号（ビデオ信号）に変換するまでの系統を受信機として扱うことが多かった。一方、近年ではデジタル信号処理技術の発達により、IF 段階で直ちにデジタル信号に変換（analog-to-digital conversion; A/D 変換）し、その後の処理をハードウェアまたはソフトウェアによるデジタル信号処理で実施することが多くなっている。本書では図 8.29 の受信系統においてアナログ信号で扱われる同期検波回路までを受信機として扱い、それに続く A/D 変換以降の処理を信号処理装置で扱うこととする。

RF 増幅器 5.1 節で述べたように、気象レーダーなどの GHz 帯の受信機では受信機内部で発生する雑音の低減が重要である^{注 19)}。標的からの散乱信号が弱い場合は、散乱信号が雑音信号に埋もれてしまい、検出ができなくなる。したがって、受信機の最適設計は、SNR を高くすることであるといえる。

RF 段階で最も重要なパラメータはシステム雑音である。このため、RF 入力 of 初段増幅器の雑音指数を低く抑えることが重要で、一般に低雑音増幅器（low noise amplifier）が用いられる。低雑音増幅器の役割は、受信後の極めて微弱な RF 信号を、極力雑音を増加させずに増幅することである。従来、優れた低雑音特性を持つ冷却型および非冷却型のパラメトリック増幅器がよく利用されてきたが、近年では、トランジスタ増幅器がレーダー周波数帯で広く利用可能になっている。代表的な高周波用トランジスタとして、ガリウムひ素（GaAs）を中心とする III-V 族化合物半導体を用いた HEMT（high electric mobility transistor）がある。また、HEMT を核として入力用、出力用の各整合回路やバイアス回路などの回路要素を同一半導体基板上に組み込み、マイクロ波帯の集積回路とした MMIC（monolithic microwave IC）も開発されており、広く利用されている。代表的な低雑音増幅器の特性を図 8.30 に示す。

注 19) 大気レーダーなどの MHz 帯受信機では、一般に受信機内部雑音よりも宇宙背景雑音がはるかに大きい。

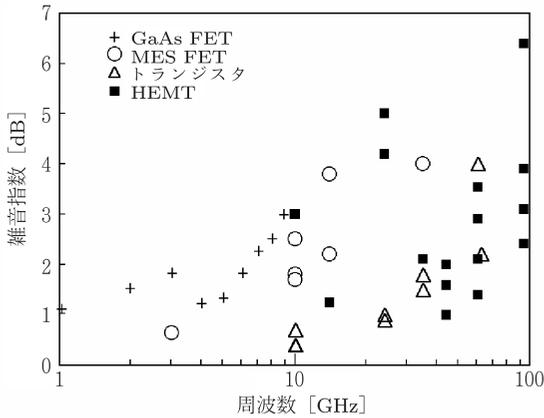


図 8.30 代表的な低雑音増幅器の特性

受信方式 レーダー受信機の代表的なものは、スーパーヘテロダイン方式 (super-heterodyne principle) で構成されている。キャリアを含む RF 受信信号は、入力段で適度に増幅され、フィルターで比較的広い周波数帯域で選択された後、局部発振器 (STALO) で生成される周波数の信号と混合されて IF 信号となる。次いで IF では、帯域の狭いフィルターで所望周波数帯以外の信号が排除され、通過帯域内の信号だけが大きく増幅された後に、検波されて所望の信号が取り出される。局部発振器は入力信号を中間周波に変換するための局所的な発振器で、局部発振器の信号周波数を f_s 、入力信号の周波数^{注 20)} を f_1 とするとき、ミキサの出力には $f_1 - f_s$ と $f_1 + f_s$ の 2 種類の周波数の信号が出力される。このうち $f_1 - f_s$ を中間周波のフィルターで取り出すことによって、周波数変換された信号^{注 21)} が得られる。この場合、残った方は不要な信号で、これを受信することをイメージ受信 (image reception) という。通常は目的信号だけをフィルターに通して取り出すので、イメージ信号との比はこのフィルターの特性に依存することになる。

スーパーヘテロダイン方式の利点は、IF で増幅する方が RF で行うよりも低コストでより安定であること、所定の動作帯域内で所望の信号の帯域が占める比率を広く取れるためにフィルター動作をより簡単化できること、送信周波数が変わ

注 20) 図 4.1 に示すように、コヒーレント発振器の周波数 f_c と局部発振器の周波数 f_s の和である送信周波数 f_0 にドップラーシフト f_d が加わったもの

注 21) 周波数はコヒーレント発振器周波数とドップラーシフトの和で $f_c + f_d$ である。

る場合も局部発振器の周波数を変えるだけで IF 段のフィルターに影響を与えずにすむこと、などの利点がある。そのほかの方式として直接検波方式 (crystal video), 超再生方式 (super regenerative) などがあるが、上述の利点により、レーダー受信機は事実上すべてスーパーヘテロダイン方式を採用しているとみて良い。

数 MHz~100 MHz 程度の最終的な中間周波数に達するまでに、1 段から数段の変換ステップがあり、複数段の周波数変換によってイメージ受信による妨害特性を改善することができる。気象レーダーでは 2 段の中間周波数変換を行うダブルスーパーヘテロダイン方式 (double superheterodyne principle) が一般的である。一方、大気レーダーでは送信周波数が気象レーダーに比べて低いため、シングルスーパーヘテロダイン方式が一般的である。

受信機の最適設計 IF 段階では、中心周波数、通過周波数帯域幅、増幅器利得、ダイナミックレンジなどが受信機の特徴を決める重要なパラメータになる。外来雑音と内部の熱雑音が付加される受信機において、SNR を最大にするフィルターは、5.2.1 項で論じたように整合フィルターと呼ばれる。整合フィルターは、式 (5.30) に示すように、入力信号の時間軸を逆転し、遅延させたものである。さて、有限のバンド幅のフィルターに受信信号を通せば、バンド幅が無限の場合に比べて受信信号の損失が発生する。整合フィルターに方形パルスを通す場合の損失は 1.8 dB 程度になる [Nathanson and Smith, 1972]。

実際には整合フィルターを完全な形で得ることは難しいため、近似的なフィルターで構成することが多い。フィルターの不整合による損失、すなわち整合フィルターを用いる場合の SNR に対して近似的なフィルターを用いることによる SNR の劣化の度合いは、入力信号波形とフィルターの特性によって異なる。フィルターのバンド幅を B_f 、信号のパルス幅を τ とするとき、フィルターの不整合による損失は B_f と τ の積 ($B_f\tau$ 積) で決まる。各種の入力信号波形とフィルター特性について、SNR の劣化が最小になる $B_f\tau$ 積と損失を表 8.9 に示す。表中の 6 dB 幅、3 dB 幅、および全電力は、それぞれ電力が 6 dB 低下するバンド幅 (B_6)、3 dB 低下するバンド幅、および全電力を通過させるバンド幅である。また、損失は、 B_6 の場合について、SNR の劣化の度合いを dB 値で表したものである。例えば、ガウス型の特徴を持つフィルターにガウス型波形の入力信号を通したときは、整合フィルターの場合と比べて SNR の劣化はないが、同じ特性のフィルターに方形波の信号を通した場合には 0.5 dB 程度の損失が生じる。各種の入力信号波形に対して、最大 SNR は B_6 が概ね τ の逆数になるとき、すなわち $B_6\tau \simeq 1$ で

表 8.9 整合フィルターとの効率比較, Skolnik [1990] より改変

入力信号波形	フィルター特性	最適バンド幅パルス幅積 ($B_f\tau$)			損失 [dB]
		6 dB 幅	3 dB 幅	全電力	
ガウス型パルス	ガウス型	0.88	0.44	0.50	0
ガウス型パルス	方形	1.05	0.74	0.79	0.51
方形パルス	ガウス型	1.05	0.74	0.70	0.51
方形パルス	5 段単同調	0.97	0.67	0.76	0.51
方形パルス	2 段単同調	0.95	0.61	0.75	0.56
方形パルス	1 段単同調	0.70	0.40	0.63	0.88
方形パルス	方形	1.37	1.37	1.37	0.85

得られる。現実には信号は完全な方形波ではないため、その他の変動要素も考慮し、理論的な最適値よりもやや広い $B_6\tau \simeq 1.5 \sim 2$ 程度となるバンド幅を設定することが一般的である。また、同表に示すようにフィルターの不整合による損失は 0.5~0.9 dB 程度であるが、通常 0.5 dB を代表値とする。従って、実際のレーダー方程式の計算では、受信機のバンド幅の制限に伴う損失とフィルターの不整合による損失の合計値である 2.3 dB 程度を損失として見込んでおくことが必要である。

なお、パルスレーダーの送信信号は RF のキャリア信号で変調されているため、受信信号を位相検波した後の I および Q の両ビデオチャンネルに対して上述の近似的なフィルターを用いる。

位相検波回路 受信信号から振幅および位相の情報を抽出する手順は、5.2.2 項に述べた位相検波によって実現される。スーパーヘテロダイン受信機で IF に変換された信号は、図 5.6 に示すように 2 系統に分配され、同期位相検波器に入力される。ここではコヒーレント発振器 (COHO) の出力を 2 系統に分け、一方はそのまま、他方は位相を 90° シフトした信号として検波に用いる。これによって得られた I, Q の 2 種類の検波後のアナログビデオ信号を A/D 変換し、以降の信号処理を行う方式をアナログ IQ 検波方式と呼ぶ。

これに対して、図 8.31 に示すように、IF に変換された受信信号を直接 A/D 変換する方式が近年実用化されている。この方式をデジタル IQ 検波方式と呼ぶ。この場合は、デジタル変換後の信号をデジタルフィルターにより I, Q の各信号に分離し、以降の信号処理を行う。

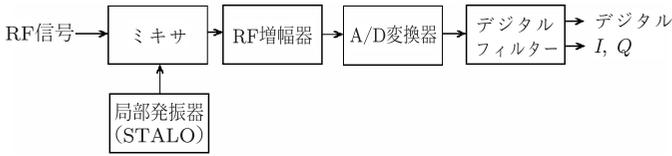


図 8.31 デジタル IQ 検波方式の信号系統

アナログ IQ 検波方式では、I、Q 各信号のオフセットレベルおよび振幅合わせ、位相特性合わせ、A/D 変換でのタイミング合わせなどの微妙な調整が要るのに対して、デジタル IQ 検波方式ではデジタルまたはソフトウェア手法によりこれらを自由に扱えるため、IQ 検波の精度が大きく改善される。

8.4 デジタル信号処理システム

レーダーシステムにおいて、送信信号の生成から空間への放射、標的による散乱と後方散乱信号の受信、増幅とそれに続く信号処理と表示は、初期にはすべてアナログ信号で扱われてきた。その後、半導体技術の進歩により、従来受信機で行われてきた各種の信号処理の多くがデジタル化されるに至った。CPU の高速化に伴い、当初は専用プロセッサで実施していた各種のアルゴリズムの処理を、汎用プロセッサを用いてソフトウェアによってリアルタイムで行うことも可能になってきた。このため、現在では、信号処理装置は汎用の高速プロセッサを用いるコンピュータに置き換えられることも多くなっている。本節では、レーダー受信信号のデジタル化に伴う処理方式を整理し、信号処理プロセスの基本アルゴリズムを示す。

8.4.1 信号処理のプロセス

気象レーダーでは、前出の図 8.3 に示すような各種のアンテナ走査によって得た受信信号から、一定の距離および方位区間 (セル; cell) ごとにエコー強度、ドップラー速度、速度幅などのデータを得るための信号処理が行われる。一方、大気レーダーでは、図 7.3 に示すように天頂付近の複数ビーム走査で得た受信信号からエコー強度、ドップラー速度、および速度幅の高度プロファイルを得ることが

主要なプロセスになる。両レーダーでは、不要信号除去や信号平均化の細部プロセスは異なるが、基本的な信号処理は共通している。前節で述べたアナログ IQ 検波方式あるいはデジタル IQ 検波方式のいずれを用いる場合も、デジタル信号処理に先立ち、A/D 変換が行われる。また、ドップラー速度演算などの各種処理の基本になるスペクトル解析も共通する。以下に両者の信号処理の基本的な流れを示す。

気象レーダーの信号処理 代表的な気象レーダーの信号処理プロセスを図 8.32 に示す。信号処理のプロセスは大きく次の各段階に分けられる。すなわち、

- (1) デジタル化した IQ 信号をもとに、近隣レーダーなどから混入する干渉波を除去し、自レーダーの受信信号のみを選び分ける前置処理
- (2) 2 次エコーを識別・抑圧する処理
- (3) 地形反射信号 (グラウンドクラッター; ground clutter) を除去する処理
- (4) FFT および IFFT (フーリエ逆変換) を用いたスペクトル解析
- (5) 平均ドップラー速度および速度幅を算出する処理
- (6) エコー強度あるいはレーダー反射因子から降水強度を算出する処理である。

気象レーダーで生成されるデータ量の目安は概ね次の程度になる。後出の 8.4.3 項で述べるように、A/D 変換のビット数は、60~70 dB 程度以上のダイナミックレンジを確保するため、近年では 12~14 ビットのビット長が選ばれることが多い。観測範囲をレーダーから半径 120 km として、距離区分 300 m ごと、方位角方向に 512 区分 (0.7° ごと) でデータを得る場合、セル数は、 $(120 \text{ km}/0.3 \text{ km}) \times 512 = 204800$ となる。リアルタイム処理の場合、アンテナ回転数を 2 回転/分 (rpm; revolutions per minute) とすれば、1 秒間に $204800/30 \approx 6827$ 、すなわち 7000 個弱のセルに

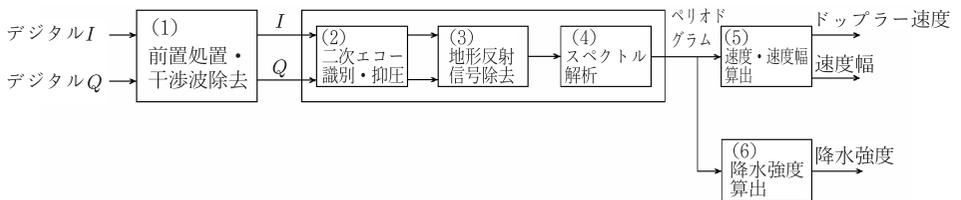


図 8.32 代表的な気象レーダーの信号処理系統

ついて、スペクトル解析などの各種演算を行うことになる。

スペクトル解析の基本は、5.5.3項で述べたFFT (fast Fourier transform) である。上述の観測範囲の場合、パルス繰り返し時間は、最短で $(2 \times 120 \text{ km}) / 3 \times 10^5 \text{ km} = 0.8 \text{ ms}$ である。これを越える遠方からの散乱波が漏れ込むことを防止するために10%程度の余裕を持つとすると、パルス繰り返し時間は 0.88 ms 程度となる。アンテナ回転数 2 rpm で走査を行う場合、方位角方向1区分当たりの送信パルス数は $30 \text{ s} / (512 \times 0.88 \times 10^{-3} \text{ s}) \simeq 66$ となる。したがって、FFT点数は64点程度まで可能となる。測定可能な最大速度、すなわちナイキスト速度 v_N は、式(4.10)で与えられる。気象レーダーの一般的な波長である $\lambda = 5.7 \times 10^{-2} \text{ m}$ を用いて計算すると、 $v_N = 5.7 \times 10^{-2} \text{ m} / (4 \times 0.88 \times 10^{-3} \text{ s}) \simeq 16.2 \text{ m s}^{-1}$ が得られる。つまり $\pm 16 \text{ m s}^{-1}$ 程度までの風速が測定できることになる。64点のFFTでこれを分析すれば、 $16 \text{ m s}^{-1} \times 2 / 64 = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ 程度の速度分解能が得られることが分かる。

実際の気象レーダーの信号処理をリアルタイムで実施するには、図8.32の(2)～(6)の段階でFFTとIFFTをそれぞれ2回程度繰り返すため、14ビットのデータに対して64点のFFT演算を1秒間に $6827 \times 4 = 27308$ 、すなわち2万7千回余り実行可能な信号処理性能が求められる。現在、単一または並列処理プロセッサによって、これらの処理は十分実行可能になっている。

大気レーダーの信号処理 大気レーダーの基本的な信号処理プロセスを図8.33に示す。信号処理のプロセスは、大きく分けて次の各段階から成る。

- (1) パルス圧縮を行う処理
- (2) コヒーレント積分、すなわち相関時間内のデータを積分し、受信機雑音を抑圧する処理

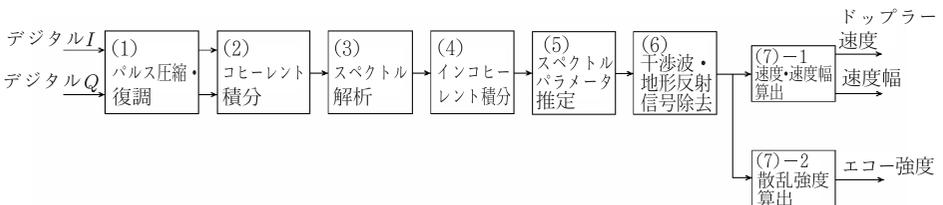


図 8.33 代表的な大気レーダーの信号処理系統

- (3) FFT を用いたスペクトル解析
- (4) インコヒーレント積分，すなわち周波数スペクトラムの平滑化
- (5) 雑音レベルおよびスペクトルパラメータの推定
- (6) スペクトル処理に基づく干渉波および地形反射信号 (グラウンドクラッター) の除去処理
- (7) 平均ドップラー速度，速度幅，およびエコー強度高度プロファイルの作成である。デジタル化以降の各部の処理は，気象レーダーと同様に汎用プロセッサを用いてソフトウェアで実施することが多い。

大気レーダーで生成されるデータ量の目安は概ね次の程度になる。まず，A/D 変換のビット数は，最近では気象レーダーと同様に 12~14 ビットのビット長が選ばれることが多くなっている。対象とする高度範囲は目的に応じて異なるが，1 例として鉛直方向に 15 km までを観測範囲とするとき，パルス繰り返し時間は最短で 10^{-4} s となる。サンプル間隔を高度方向に 150 m とすれば，1 ビーム方向あたり $15 \text{ km} / 0.15 \text{ km} = 100$ 区分のデータが得られる。アンテナ走査方向が 5 ビームの場合は 500 区分となる。それぞれの区分内では，信号の相関時間に応じたコヒーレント積分の後，所要の FFT 点数のデータを集める。いま，コヒーレント積分なしで FFT 点数を 128 点とすると，12.8 ms ごとに，500 個の 12~14 ビット長データに対して 128 点のスペクトル解析を行えることが必要である。スペクトル解析では，FFT のほか大気レーダーに特徴的なコヒーレント積分，インコヒーレント積分などの処理が行われる。なお，コヒーレント積分，インコヒーレント積分は基本的には加算演算であり，FFT および IFFT に比べれば処理時間は無視し得る程度に小さい。一般に，大気レーダーでは上述の (1) ~ (7) の各段階を単一のプロセッサで処理することが十分可能である。

8.4.2 不要信号の除去

レーダーの受信信号には，所望の降水エコーや大気エコー以外に，山岳や建物などの地上からの散乱波であるグラウンドクラッター，上空を飛行する航空機からの散乱波，隣接レーダーからの干渉波などのさまざまな不要信号が混入する場合がある。これらの不要信号抑圧あるいは除去は，気象レーダーでは，従来時間領域で実施されるのが普通であった。例えば，降水エコーの振幅は送信パルスごとに大きく変動し，5.3.2 項で触れたようにレイリー分布にしたがうとみなされる。これに対し，グラウンドクラッターの信号振幅の変動ははるかに小さい。したがっ

て、一般に送信パルスごとの振幅変動の周波数特性に対応した適切な高域通過フィルタを通せば、グランドクラッターを抑圧することが可能である。ただし、グランドクラッターと降水エコーが同一レンジで重なる場合、時間領域の処理だけでは、所望信号の低減を抑えて不要信号のみを除去することは難しい。このため、デジタル処理技術の進歩に伴い、スペクトル解析結果をもとに周波数領域で不要信号を除去する方式が一般化しつつある。

一方、大気レーダーでは、初期の頃から周波数領域でスペクトル解析結果をもとにした不要信号除去処理が行われている。一般に第5章で論じたフーリエ変換のほか、最尤(ゆう)法(maximum likelihood method; MLM)や最大エントロピー法(MEM)などの予測理論に基づくスペクトル推定法も用いられている [Ogura and Yoshida, 1981]。

2次エコーの抑圧 パルスレーダーではパルス繰り返し周波数(PRF)と波長によってドップラー速度測定範囲が決まるため、所望の観測範囲の限界近くにPRFを設定することが多い。例えば半径120 kmの範囲を観測するドップラーレーダーでPRFを1000 Hzとすれば、前出の式(3.3)から求められるように距離150 kmまでの散乱波は次の送信までに受信され、以遠の散乱波は次の送信に対する散乱波に重畳される。この場合の折り返し距離は所望の観測範囲に対して25%の余裕を持っているが、観測範囲外に山岳や強い降水などがあれば、それらによる散乱波が図8.34に示すように2次エコーとして受信されることがある。この現象を、PRFを変化させたときに出現位置が移動することを利用して抑圧する手法が広

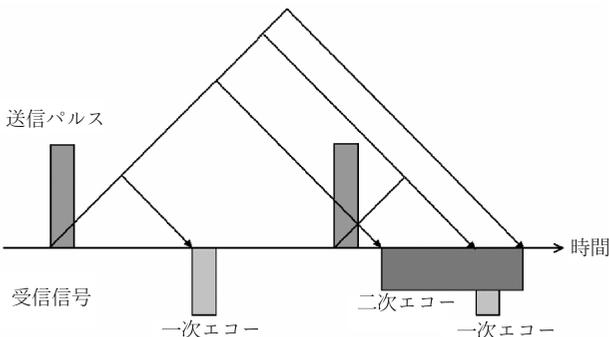


図 8.34 1次エコーに重畳して受信される2次エコーの模式図

く使われている。しかし、同図のように広範囲に受信される2次エコーが1次エコーと重畳した場合は、時間領域の処理だけでは除去することが困難である。このため、次に示すように周波数領域で2次エコー抑圧処理を行うこともある[浜津ほか, 2000b]。いま、 m 番目の送信パルスに対する受信信号を V_m 、1次エコー成分、2次エコー成分、およびシステム全体の雑音成分をそれぞれ V_{m1} 、 V_{m2} 、 N_m とすれば、 V_m は

$$V_m = V_{m1} + V_{m2} + N_m \quad (8.47)$$

と表される。 m 番目の送信パルスが初期位相を基準位相から Φ_m だけ変化させて送信されているとき、受信信号に対してこの位相を打ち消すように補正すると、受信信号は

$$V_m e^{-j\Phi_m} = V_{m1} e^{-j\Phi_m} + V_{m2} e^{-j\Phi_m} + N_m e^{-j\Phi_m} \quad (8.48)$$

となる。ここで、上式の右辺第2項の V_{m2} は $m-1$ 番目の送信パルスに対する散乱信号であるので、基準位相に対する位相差は Φ_{m-1} であり、上記の位相補正後でも、基準位相に対して $\Phi_m - \Phi_{m-1}$ の差を持っている。いま、基準位相のままの信号に“s”を付けて表すと、 $V_{m1} = V_{m1s} e^{j\Phi_m}$ 、 $V_{m2} = V_{m2s} e^{j\Phi_{m-1}}$ となるため、式(8.48)は次のように表すことができる。

$$V_m e^{-j\Phi_m} = V_{m1s} + V_{m2s} e^{-j(\Phi_m - \Phi_{m-1})} + N_m e^{-j\Phi_m} \quad (8.49)$$

ここで、 $\Phi_m - \Phi_{m-1}$ が区間 $[0, 2\pi]$ の間でランダムになるように Φ_m の系列を選べば、式(8.49)の右辺第2項の2次エコー成分は、位相がランダムな雑音と見なすことができる。したがって、位相補正後の受信信号系列にFFTを施すことにより、1次エコー成分だけを抽出し、2次エコー成分のスペクトルを拡散させることができる。実際には上記プロセスだけでは、2次エコーの拡散により見かけの雑音成分が増加し、1次エコーに対するSNRが劣化する。これを避けるため、まず2次エコーのスペクトルを抽出、抑圧した後、逆フーリエ変換を施して再び時間領域の信号に変換し、1次エコーに着目して再度FFTの処理を施す。

グラウンドクラッター除去 多くの大気レーダーでは特定の観測高度、あるいは最も低い観測高度域に対応したレンジに強いグラウンドクラッターが混入する。大気エコーを正確に推定するためにはこれを除去することが必要である。通常、簡便

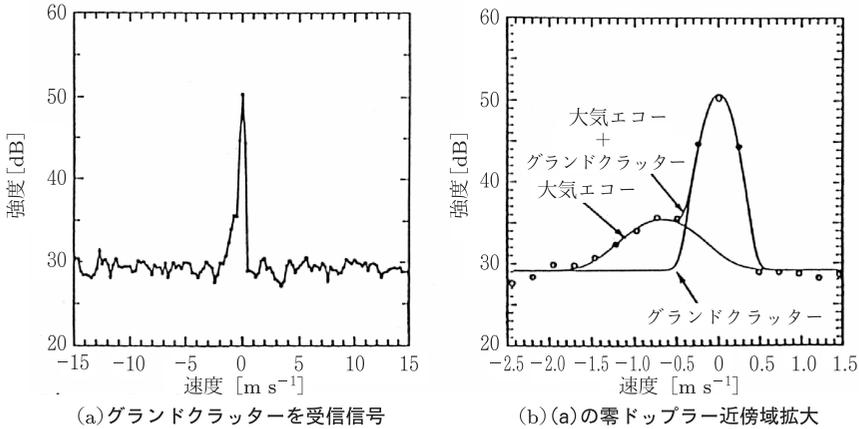


図 8.35 大気レーダーで観測されたグランドクラッターを含む大気エコーの速度スペクトル。
Law et al. [1994] より改変

な手法としてドップラー速度が零（零ドップラー）およびその近傍域のスペクトル成分をグランドクラッターとみなしてリアルタイムで除去する処理が行われている。しかし大気エコーの視線方向ドップラー速度が小さく、この手法ではグランドクラッターと分離できない場合も多い。このような場合には大気レーダーごとにオフラインで個別の対策が施されている。図 8.35(a) に示すのは、グランドクラッターと大気エコーの速度スペクトルが近接している例で、米国ウインドプロファイラーネットワーク^{注 22)} を構成する 404 MHz 帯大気レーダーの天頂方向ビームで観測されたものである。零ドップラーとその近傍を拡大した速度スペクトルが同図 (b) に示されている。(b) の実線に示すように、零ドップラーおよび -0.7 m s^{-1} をピークとする 2 つのガウス曲線を最ゆう法でフィッティングすることにより、前者をグランドクラッターとして除去し、後者を大気エコーとして取り出すことができる [Law et al., 1994]。さらに、フェージングのために広がりのあるグランドクラッタースペクトルが、大気エコースペクトルより数 10 dB も強く、時系列の窓関数による打ち切り^{注 23)} の影響でスペクトルにひずみを生ずることもある。このような特殊な場合に有効な推定法も既に実用されている [Sato

注 22) 詳細は 10.3.1 項参照

注 23) 詳細は 8.4.5 項を参照。

and Woodman, 1982].

一般に大気レーダーではレーダービームの走査方向数が限定されるため、オフラインではあるが上述の高度なグラウンドクラッター処理を実施することも比較的容易である。一方、気象レーダーではアンテナ回転に伴い多数のビーム走査が行われる。このため、複雑な処理をリアルタイムで実施することは時間的に難しく、従来、零ドップラーとその近傍域のスペクトル成分を除去する処理が一般的に行われてきた。しかし近年では信号処理ハードウェアの処理速度向上が著しく、気象レーダーと大気レーダーの両方で周波数スペクトルをリアルタイムで処理しクラッター信号除去を行う試みが始まっている

航空機などによる散乱信号の除去 レーダー観測域上空を航空機が飛行したときの受信信号の速度スペクトル例を図 8.36 に示す。(a) は航空機の飛行中、(b) は航空機通過後の観測結果である。レーダービームは天頂方向に向けられており、周波数スペクトルには約 1 分間の平均化がなされている。同図 (a) で高度 4 km より上方の広い高度域で受信している強いエコーが航空機によるものである。ここで高度は見掛け上のもので、実際にはその高度と等しい距離を飛行する航空機がサイドローブでとらえられたものである。航空機エコーが混在する速度スペクトルは、スペクトル解析結果が時間・高度で連続しないことから容易に識別、除去できる。

400 MHz 帯より高い周波数の大気レーダーでは渡り鳥からの散乱信号が混入することが知られている [例えば Wilczak et al., 1995]。これは、春と秋の晴れた夜

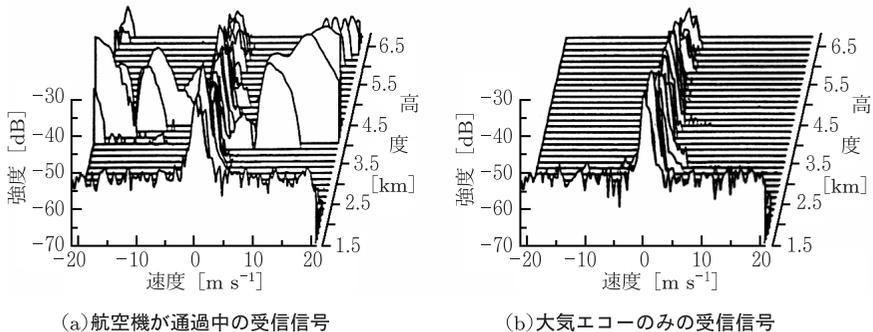


図 8.36 航空機の通過前後の大気エコーの速度スペクトル

間に下層ジェットに乗って高度 2~4 km より下を飛ぶ小さな鳥によるとされている。含水量の多い鳥はレーダー断面積が大きく、米国ウインドプロファイラーネットワークの 404 MHz 帯レーダーでは地上 2 km の高さにわずかに $3.6 \times 10^{-8} \text{ m}^{-3}$ の密度の鳥がいても受信信号に現れると推定されている [Wilczak et al., 1995]. 渡り鳥のエコー強度が大気エコーより強い場合、レーダーは渡り鳥の移動速度を測定してしまうことがあることから、渡り鳥エコーを除去するアルゴリズムが既にいくつか開発され実用に供されている。

8.4.3 A/D 変換

アナログ信号をデジタル信号に変換するプロセスで、サンプリングによる量子化雑音が生じる。A/D 変換の性能を決める主要なパラメータに、信号のダイナミックレンジと量子化雑音がある。

ダイナミックレンジ A/D 変換の量子化単位、すなわち最小ビット幅 Δ は

$$\Delta = \frac{2V_{\text{op}}}{2^N - 1} \quad (8.50)$$

で与えられる。ただし V_{op} は A/D 変換回路入力信号の最大電圧の絶対値、 N は符号を含むビット数である。A/D 変換の最大ダイナミックレンジ D_{rmax} は入力信号に雑音がない場合に得られ、

$$D_{\text{rmax}} = 20 \log \frac{V_{\text{op}}}{\Delta} \quad [\text{dB}] \quad (8.51)$$

で示される。式 (8.50) を式 (8.51) に代入すれば

$$D_{\text{rmax}} = 20 \log \frac{2^N - 1}{2} \quad [\text{dB}] \quad (8.52)$$

となる。入力信号に雑音 σ_n が含まれる場合も、そのレベルが $\sigma_n < 3\Delta/2$ が満足される程度に低い場合は、量子化された雑音の rms 値が Δ となるため、ダイナミックレンジは式 (8.52) で与えられる値に等しい。雑音がこのレベルを超える場合は、 $(n+1/2)\Delta \leq \sigma_n < (n+3/2)\Delta$ のとき、雑音の rms 値が $(n+1)\Delta$ となる。ただし n は正の整数とする。このとき、信号のダイナミックレンジは減少し

$$D_{\text{r}} = 20 \log \frac{V_{\text{op}}}{(n+1)\Delta} = 20 \log \frac{2^N - 1}{2(n+1)} \quad [\text{dB}] \quad (8.53)$$

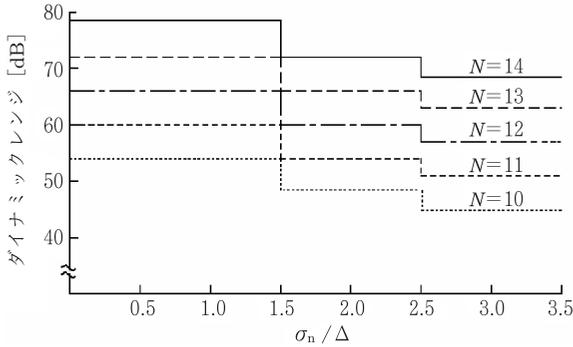


図 8.37 A/D 変換のダイナミックレンジ

となる。図 8.37 に、A/D 変換ビット数 N が 10~14 の場合のダイナミックレンジをプロットした結果を示す。図の横軸は、雑音レベル σ_n を最小ビット Δ で正規化した値である。

量子化雑音 式 (8.50) で与えられる A/D 変換の量子化単位 Δ に対して、入力信号 x が一様分布する場合の確率密度関数 $p(x)$ は

$$p(x) = \frac{1}{\Delta} \quad \text{ただし} \quad -\frac{\Delta}{2} \leq x \leq \frac{\Delta}{2} \quad (8.54)$$

となる。また、 x の二乗平均 $\overline{x^2}$ すなわち量子化誤差によって発生する雑音電力 σ_q^2 は

$$\overline{x^2} = \sigma_q^2 = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 p(x) dx = \left[\frac{x^3}{3\Delta} \right]_{-\Delta/2}^{\Delta/2} = \frac{\Delta^2}{12} \quad (8.55)$$

で表される。

A/D 変換による信号対雑音比の劣化 A/D 変換入力の信号電力および雑音電力をそれぞれ S_i および N_i とするとき、入力の信号対雑音比は $SNR_i = S_i/N_i$ で表される。ここで入力雑音振幅が σ_n であるから、

$$N_i = \sigma_n^2 \quad (8.56)$$

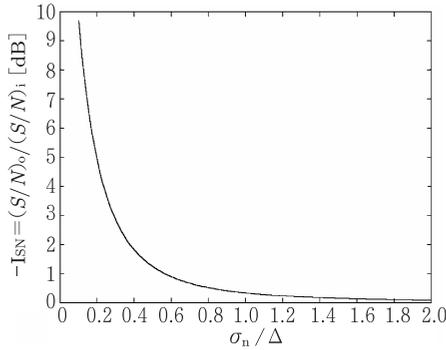


図 8.38 A/D 変換による SNR の劣化の度合い

である。また、A/D 変換後の雑音電力 N_o は入力雑音電力と量子化雑音電力の和として

$$N_o = \sigma_n^2 + \sigma_q^2 \quad (8.57)$$

で示される。一方、信号電力は A/D 変換の前後で変化がないため、A/D 変換後の信号電力 S_o は

$$S_o = S_i \quad (8.58)$$

である。したがって、A/D 変換の前後での信号対雑音比の変化すなわち劣化 I_{SN} は、両者の比として式 (8.56)~(8.58) を用いて

$$I_{SN} = \frac{S_o/N_o}{S_i/N_i} = \frac{S_o}{S_i} \frac{N_i}{N_o} = \frac{\sigma_n^2}{\sigma_n^2 + \sigma_q^2} \quad (8.59)$$

で与えられる。式 (8.55) を式 (8.59) に代入すれば

$$I_{SN} = \frac{1}{1 + \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta}{\sigma_n} \right)^2} \quad (8.60)$$

となる。 σ_n/Δ に対する I_{SN} の変化を図 8.38 に示す。同図から、 $\sigma_n/\Delta > 0.6$ 、つまり量子化単位を A/D 変換の入力雑音の 1.7 倍程度以下にすれば、A/D 変換による SNR の劣化の度合いは 1 dB 以下に抑えられることが分かる。

8.4.4 スペクトル解析

気象レーダーおよび大気レーダーの信号処理の基本は、I, Qの信号系列から5.4節で論じたパワースペクトルを効率よく求め、これをもとにエコー強度(あるいはレーダー反射因子)、ドップラー速度、および速度幅を得ることにある。A/D変換によって得られた離散的なI, Q信号のスペクトル解析の中心となるのは、5.5.1項で述べた離散フーリエ変換(DFT)とその逆変換(IDFT)である。各距離サンプルに対して、所要の送信パルス数に対応した受信信号系列を集めて行われる信号処理の時間の大半は、DFTおよびIDFTによって占められる。

FFT Cooley and Tukey [1965]によって考案された高速フーリエ変換(FFT)は、DFTを高速に行う手法である。FFT演算処理をリアルタイムで効率的に行うため、これまで並列プロセッサ、アレープロセッサなどの高速演算装置が考案されてきた。近年はコンピュータの性能向上に伴い、高速プロセッサを用いてソフトウェア処理でこれを実現することが可能になってきている。FFTはDFT点数 N を次々に分割し、小さな基数点数の単位でDFTを行うアルゴリズムが基本になっている。FFTには、小さな基数点数のDFTに分割する際の係数項の分割手法によって区別される2種類のアルゴリズムがある。その一方は係数項を時間軸のサンプル数にしたがって分ける手法で、DIT(decimation-in-time)FFTアルゴリズムと呼ばれる。他方は係数項を周波数軸のサンプル数にしたがって分ける手法で、DIF(decimation-in-frequency)FFTアルゴリズムと呼ばれる。両者は演算の順序が異なるだけで本質的な違いはない。なお、IFFTにもそれぞれの手法に対応した逆変換がある。

FFTによる演算回数の低減 DFTおよび上述のアルゴリズムに基づくFFTの演算は付録Bに示すようになる。 M 点のDFTでは、 $M(M-1)$ 回の複素積算、すなわち $4M(M-1)$ 回の実数の積演算と $4M(M-1)$ 回の実数加算演算が必要

表 8.10 DFT と FFT の実数積算演算回数比較. Ziemer et al. [1998] より改変

点数	DFT	FFT	演算回数比
2	8	4	2
4	48	16	3
8	224	48	5
16	960	128	8
32	3968	320	12
64	16128	768	21
128	65024	1792	36
256	261120	4096	64
512	1046528	9216	114
1024	4190208	20480	205
2048	16769024	45056	372
4096	67092480	98304	683

である。一方、 M 点の FFT は、それぞれ $M/2$ 個のバタフライ演算^{注 24)} からなる $\log_2 M$ 回の反復演算、すなわち $2M \log_2 M$ 回の実数の積演算と $3M \log_2 M$ 回の実数加算演算によって得られる^{注 25)}。したがって、加算よりも多くの時間を要する積演算回数を基準にして DFT と FFT の概略の演算時間を比較できる。表 8.10 は、DFT および FFT の実数積算回数を比較したものである [Ziemer et al., 1998]。点数 M が大きくなるにしたがい、FFT を用いることによる処理時間の短縮効果が顕著に現れることが分かる。

注 24) 式 (5.110) において時系列の長さを $M = 2$ とすれば、時系列信号 $v(m)$ の DFT は

$$Z(k) = \sum_{m=0}^1 v(m) W_2^{mk} \quad k = 0, 1$$

となる。ここで $W_2^1 = e^{-j2\pi/2} = -1$ であるから、 $k = 0$ および $k = 1$ に対して上式はそれぞれ

$$Z(0) = v(0) + v(1) \quad Z(1) = v(0) - v(1)$$

で表される。これらの式は FFT アルゴリズムの基本となる基数 2 の演算構成で、演算フローが蝶 (butterfly) に似ていることからバタフライ演算と呼ばれる。

注 25) 厳密には FFT の積演算回数は $2M \log_2 M$ 回よりもやや少なく済む。

8.4.5 窓関数

実際の信号処理において、離散的なデータを用いる DFT では、データが有限長であることによってスペクトルに生じるひずみを抑えるために、適当なデータ窓を施すことが多い。離散的な時系列信号 $v(m)$ の長さ M 、すなわち DFT の点数 M が $v(m)$ の基本周期に一致する場合は、サンプルによってデータの繋ぎ目に不連続が生じることはない。ところが、レーダー受信信号には一般に確定した基本周期はない。したがってサンプリング窓の信号が前後に無限に繰り返されることを前提に周波数分析を行う DFT では、サンプリング窓の境界で急激な信号の変化が起こり、その結果本来の信号にはない高い周波数成分が現れることがある。これを抑制するために行うのが窓関数の処理である。

スペクトル解析で用いられる代表的な窓関数の特性を表 8.11 に示す [例えば Doviak and Zrnić, 1993]。窓関数 $h(m)$ は、図 8.39 に示すようにサンプル区間の両側が 0 に収束する特性を持ち、これを信号波形と乗算することにより、窓の境界における信号の不連続をなくすることができる。

方形窓 窓関数で切り取った波形に変化や損失が生じない。サンプル窓幅 (window width) を T_W とするとき、周波数 $\pm 1/T_W$ [Hz] に最初の極小が生じる。中心部での周波数分解能は良い。窓の両端では波形の変化が生じやすく、したがってスペクトルの広がりに影響が生じやすいのが欠点である。

ハニング窓 この窓関数は、中央値が 1 の二乗余弦 (raised cosine) の波形になっている。主成分の周波数分解能はやや劣るが、スペクトルのサイドローブが比較

表 8.11 スペクトル解析で用いられる代表的な窓関数 [例えば Doviak and Zrnić 1993]

名称	関数*
方形 (rectangular) 窓	1
ハニング (Hanning) 窓	$0.5 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi m}{M}\right)$
ハミング (Hamming) 窓	$0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi m}{M}\right)$
ブラックマン (Blackman) 窓	$0.42 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi m}{M}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi m}{M}\right)$

*: 関数はいずれも $0 \leq m \leq M-1$ のとき、それ以外では 0 とする。

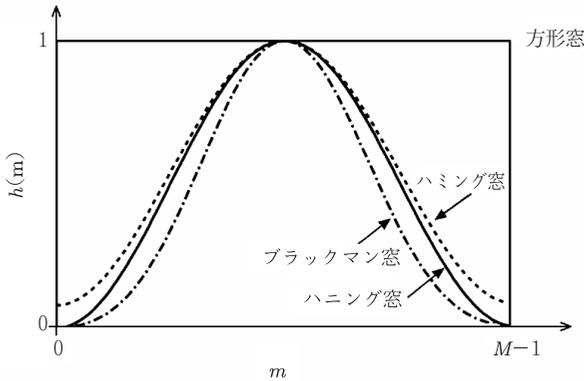


図 8.39 スペクトル解析で用いられる代表的な窓関数

的の小さいため、小さい電力のスペクトルを検出するのに向いている。ただし、窓の両端の値が0となり、実質的にその信号成分がスペクトルに反映されないという欠点がある。

ハミング窓 ハンニング窓の上述の欠点に修正を加えたもので、特性はハンニング窓に近いが窓の両端の信号も生かされるほか、スペクトルの主ローブに近接して出るサイドローブを抑えている。主成分の周波数分解能はやや劣るが、小さい電力のスペクトルを検出するのに向いている。

ブラックマン窓 サイドローブの減衰特性が良い窓関数で、大きな信号と小さな信号が周波数を隔てて存在する場合などには有用である。逆に、近接した信号は分離されずに1つのスペクトラムとして観測される欠点がある。

代表的な窓関数のスペクトルを、図 8.40 に示す。同図の横軸には、窓の時間幅 T_W に対する周波数成分 $1/T_W$ を単位として目盛りを付けている。

窓関数の効果 通常、レーダー信号処理では、周波数スペクトルの電力密度比が最大と最小で数 10 dB 程度あり、周波数分解能が高い方が望ましいことから、ハンニング窓やハミング窓を用いることが多い。ここで、窓関数がスペクトルに与える効果を検討する。いま、長さ M の離散的な時系列信号 $v(m)$ の DFT である周

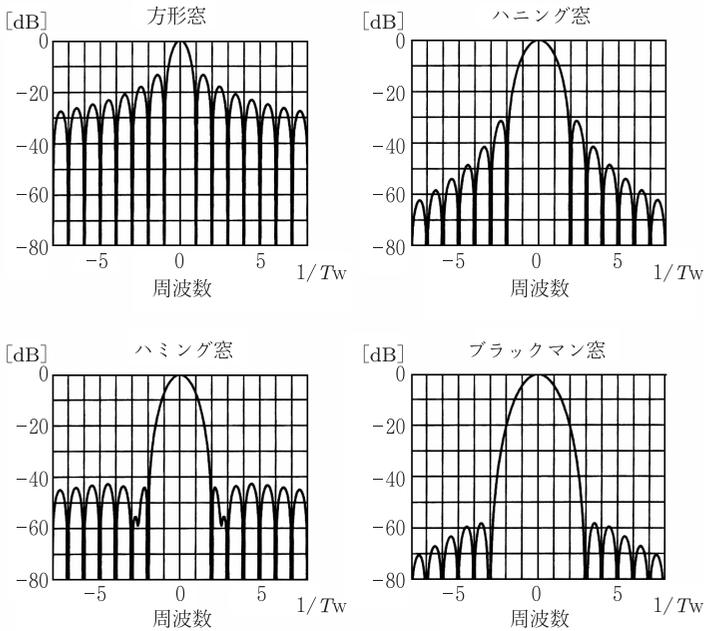


図 8.40 スペクトル解析で用いる代表的な窓関数のスペクトル

波数信号系列 (スペクトル) $V(k)$ は式 (5.110) で示される. また, その逆変換は式 (5.111) で与えられる. これらの式を用いれば, $v(m)$ に窓関数 $h(m)$ を掛けた信号のスペクトル $V(k)^*$ は

$$\begin{aligned}
 V(k)^* &= \sum_{m=0}^{M-1} \{v(m)h(m)\}W_M^{mk} = \sum_{m=0}^{M-1} \left\{ \frac{1}{M} \sum_{n=0}^{M-1} H(n)W_M^{-mn} \right\} v(m)W_M^{mk} \\
 &= \frac{1}{M} \sum_{n=0}^{M-1} H(n) \sum_{m=0}^{M-1} v(m)W_M^{(k-n)m} = \frac{1}{M} \sum_{n=0}^{M-1} H(n)V(k-n) \quad (8.61)
 \end{aligned}$$

で与えられる. ここで $H(k)$ は窓関数 $h(m)$ のスペクトルである. 式 (8.61) は, $V(k)^*$ がスペクトル $V(k)$ と $H(k)$ の畳み込みの形になることを示している. すなわち, 窓関数出力の周波数系列信号は, 入力時系列信号のスペクトル $V(k)$ をフィルター $H(k)$ で平滑化したものと考えることができる.

8.4.6 DFT のパラメータ

DFT や FFT の処理を行う際には、信号の周波数帯域幅を W_B とするとき、サンプリング周波数 f_s はサンプリング定理から $f_s \geq 2W_B$ を満たすように設定される。このとき、サンプル窓幅を T_W [s]、DFT または FFT の点数を M とすれば、サンプル周波数は $f_s = M/T_W$ であるから

$$f_s = \frac{M}{T_W} \geq 2W_B \quad [\text{Hz}] \quad (8.62)$$

が成り立つ。ここで、周波数分解能 (resolution in frequency) Δf は

$$\Delta f = \frac{1}{T_W} = \frac{f_s}{M} \quad [\text{Hz}] \quad (8.63)$$

である。式 (8.62) および (8.63) から Δf は W_B と次式の関係にある。

$$\Delta f \geq \frac{2W_B}{M} \quad [\text{Hz}] \quad (8.64)$$

パラメータ設定の例 パルス繰り返し周波数 (簡単のため、これが f_s に等しいとする) 1 kHz の 5.3 GHz 帯レーダーで 64 点の FFT 処理を行う場合、窓の幅は $W_B \leq f_s/2 = 500$ Hz とする必要がある。周波数分解能は $\Delta f = f_s/64 = 15.6$ Hz である。レーダー波長が $\lambda = (3 \times 10^8)/(5.3 \times 10^9) = 5.66 \times 10^{-2}$ m であるから、ドップラー速度分解能は $\Delta v = \lambda \times f_s/2 = (5.66 \times 10^{-2} \times 15.6)/2 = 0.442$ m s⁻¹ となる。また、測定可能な最大ドップラー速度は $\pm 0.442 \times 64/2 \simeq \pm 14.1$ m s⁻¹ である。

周波数成分の最大値 W_B が 10 kHz の信号をエリアジングなしにサンプリングするには、サンプリング周波数を $f_s \geq 2W_B = 20$ kHz とすることが必要である。この信号に対して周波数分解能 50 Hz で FFT 処理を行うには、 $20 \times 10^3/50 = 400$ から、これを上回る最小の 2 のべき乗として 512 点のサンプルデータが必要になる。このときサンプル窓幅は $T_W = 512/(20 \times 10^3) = 25.6$ ms あればよい。これよりも現象の相関時間が長い場合には十分処理が行える。

レーダー信号処理におけるスペクトル解析は、一般に図 8.41 に示す手順で行われる。まず入力信号 $v(t)$ に対して、エリアジングを防ぐために低域通過フィルターで帯域制限を行った後、 M 個の離散信号 $v(0), v(1), \dots, v(M-1)$ を得る。次に、 $v(m)$ に対して窓関数 $h(m)$ を乗算する。ただし m は整数で $0 \leq m \leq M-1$ とする。さらにこうして得られた $v(m)h(m)$ の DFT を計算する。データ数 M は

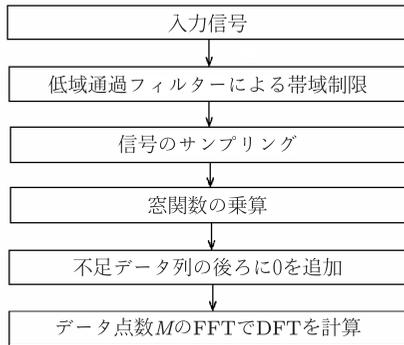


図 8.41 FFT によるスペクトル解析の手順

必ずしも FFT に必要な 2 のべき乗に等しいとは限らないため、データ数が 2 のべき乗になるまで、不足するデータ列に 0 を付け加える。次いで FFT を用いて DFT を求める。

第9章 気象レーダーの実際

1.2 節で触れたように、1940 年代を通じた理論的、実験的な研究の結果、降水からいわゆるウェザークラッター (weather clutter) と称する後方散乱信号が得られることが確認され、気象レーダーに関する実用化開発が加速された。ドップラーレーダーもまた、第2次世界大戦中に、航空機などの移動標的をグランドクラッターやシークラッターから容易に選り分けることを目的に開発されたものである。1953年に初めて英国でこれを気象レーダー観測に用いる試みが行われ [Baratt and Browne, 1953]、以後数々の開発を経て現在のような気象ドップラーレーダーになった。

9.1 各種周波数帯のレーダーの特徴

気象レーダーの観測対象となる降水粒子のうち、雨滴、雪片、あられ、ひょうなどの粒径は一般に直径 $100\ \mu\text{m}$ から数 mm 程度である^{注1)}。一方、雲や霧の粒子径は $100\ \mu\text{m}$ 以下である。これらの標的を観測するレーダーの電波には、通常、後方散乱が3.3節に述べたレイリー散乱として評価されるマイクロ波およびミリ波が選ばれる。実際に実用化が進んでいるのは、周波数認許の関係から表9.1に述べる6種類の周波数帯^{注2)}で、雨滴やひょうなどに対しては波長が概ね3~10 cmのマイクロ波レーダーが用いられる。また、雲や霧の観測には波長3~9 mmのミリ波レーダーを用いるのが一般的である。なお、航空機搭載型などの一部を除き、パルスレーダーが用いられることが多い。本章で述べる例はすべてパルスレーダーである。

2.8 GHz 帯レーダー 2.8 GHz 帯レーダーは主として観測半径200~500 km程度までの広域の降水観測に用いられる。この周波数帯は、降水による電波の減衰

注1) あられやひょうには直径数 cm に達するものもある [例えば浅井ほか, 1981]

注2) ここでは、いわゆる C バンドの 5.3 GHz と 5.6 GHz を合わせて 1 種類としている。

表 9.1 気象レーダーの周波数帯

代表周波数	代表的な波長	周波数帯	最大観測距離	区分
2.8 GHz	10.7 cm	2.7 ~ 3.0 GHz	200 km 程度以上	S
5.3 GHz*	5.7 cm	5.25 ~ 5.35 GHz	200 km 程度	C
5.6 GHz	5.4 cm	5.60 ~ 5.65 GHz	同上	同上
9.5 GHz	3.2 cm	9.3 ~ 9.7 GHz	60 km 程度	X
13.8 GHz	2.2 cm	13.8 GHz	衛星搭載 (TRMM)	Ku
35 GHz	0.86 cm	34.5 ~ 35.5 GHz	30 km 程度	Ka
95 GHz	0.32 cm	94.5 ~ 95.5 GHz	10 km 程度	W

*: 国際的には 5.6 GHz 帯が一般的であり、我が国で 5.3 GHz 帯が用いられているのは国内の周波数事情による。周波数の上限と下限は今後の周波数事情により変わる可能性がある。

が少ないことから、米国のほか比較的低緯度の降水量の多い各国で降水観測用の気象レーダーに多用されている。我が国では次節で述べる事情により 5.3 GHz 帯レーダーが広く用いられているが、台風の接近をできるだけ早い段階でとらえたいとの要求から、例外として初期の室戸レーダーおよび 1964~1999 年の間運用された富士山レーダーでこの周波数帯が用いられた。室戸レーダーはその後 5.3 GHz 帯レーダーに置き換えられている。富士山レーダーの観測範囲は 800 km に達し、広域の台風観測などで威力を発揮したが、広域観測への気象衛星利用が一般化した現在は、より観測範囲の狭い複数のレーダーに置き換えられている。このため、現在我が国には 2.8 GHz 帯で現業運用されている気象レーダーはない。

5.3/5.6 GHz 帯レーダー 5.3 GHz 帯または 5.6 GHz 帯レーダーも降水観測用レーダーとして多く用いられる。観測範囲は半径 200 km 程度までが一般的である。2.8 GHz 帯レーダーに次いで電波による減衰の影響が少ないため、中緯度帯の各国やヨーロッパでも使用例が多く、我が国の気象庁気象レーダーや国土交通省レーダー雨量計などの現業レーダーも 5.3 GHz 帯で運用されている。また、我が国や米国の空港に設置され、空港周辺で発生するマイクロバーストやダウンバーストなどの低層ウィンドシヤー検出を行うレーダーも、この周波数帯で運用されている。周波数認許範囲の違いから、一般に我が国では 5.3 GHz 帯、他国では 5.6 GHz 帯が用いられるが、両者に運用上の相違はない。

9.5 GHz 帯レーダー 強雨時には電波の減衰が目立ってくるため、広域の降水観測には不向きである。しかし、装置構成が比較的小規模で済むこと、船舶レーダーなどの気象観測以外の用途での利用も盛んであるためにほかの周波数帯に比べて比較的安価で構成できることから、研究用途に運用例が多い。また、寒冷地の小雨豪雪地域や高緯度地方では気象観測に用いられることも多い。観測範囲は半径 60 km 程度までのものが一般的である。なお、我が国では自治体を中心に、下水排水管理のための降雨観測、除雪のための降雪観測などに用いられている例もある。

35/95 GHz 帯レーダー これらの周波数帯は、降水による電波の減衰が大きいいため、降雨観測には不向きであるが、粒径が小さい雲や霧の観測に威力を発揮する。

雲霧を観測する手段としては、光学系のセンサーである視程計、ライダー (lidar)、シーロメータ (ceilometer) などがあるが、いずれも光の減衰のため内部構造を観測することは難しい。このため、3 次元的に広がった雲霧の動きを立体的に観測する手段としては電波計測が最適と考えられる。微小な水滴が大気中に浮遊した状態の霧は、径が雨よりもはるかに小さい数 10 μm の大きさである。微小な雲霧粒子からの散乱は、マイクロ波帯の気象レーダーでは、後方散乱電力が雨滴からの散乱に比べて数 10 dB 程度微弱で観測が難しい。このため、雲霧の観測にはミリ波帯以上の高い周波数が要求される。図 6.4 の大気減衰の周波数特性に示すように、ミリ波帯では 35 GHz 帯および 95 GHz 帯が大気の減衰が比較的少ないことから、これらの周波数帯のレーダーが雲物理学分野の研究に盛んに用いられるほか、霧観測の現業分野などでも利用例が出始めている。

9.2 降水観測レーダー

9.2.1 我が国の 5.3 GHz 帯気象レーダー

概要 我が国では、1954 年に初めて気象庁気象研究所に 9.5 GHz レーダーが導入され、同年内に大阪管区气象台に同一仕様のレーダーが設置されたのが実用気象レーダーの第 1 号である。その後、降雨減衰が少なく、かつ弱い雨を遠距離でとらえうるという点で我が国の気象に適した 5.3 GHz 帯が用いられることになった。気象庁が全国を網羅して設置している 20 台の標準気象レーダーは、最も基

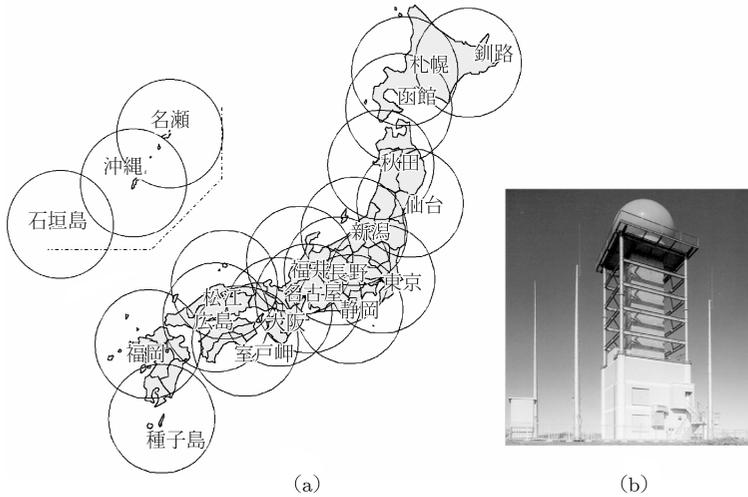


図 9.1 (a) 気象庁の気象レーダーサイトとその覆域, (b) レーダーサイト例. 函館レーダー (横津岳)

本的な構成のレーダーの1つであり, すべて 5.3 GHz 帯で運用されている. 図 9.1(a) に気象レーダーの設置状況, 同図 (b) にレーダーサイトの例を示す.

構成 ドップラー観測が可能なレーダーに対して, エコー強度観測機能のみを持つ標準気象レーダーは, 在来型レーダーと呼ばれる^{注3)}. 最近のドップラーレーダーの多くが送信信号を MOPA で生成するコヒーレントパルスレーダーであるのに対して, 在来型レーダーは, マイクロ波をマグネトロンで生成する. マグネトロン出力は送信パルスごとに初期位相がランダムであるため, 在来型レーダーはノンコヒーレントパルスレーダーである. ノンコヒーレントパルスレーダーは, 前出の図 4.1 に示すコヒーレントパルスレーダーと送受信部の信号発生および検波の仕組みがやや異なり, 図 9.2 に示す構成を持つ. パルス繰り返し時間ごとに変調器で生成される高電圧トリガ信号がマグネトロンに加えられると, マグネトロンで高出力マイクロ波が励起され, アンテナを通して空中に放射される. 送信周波数は, MOPA の場合の局部発振周波数 f_s とコヒーレント発振周波数 f_c の

注 3) 今後, 標準気象レーダーは MOPA を用いたコヒーレントパルスレーダーに置き換えられていく見込みである.



図 9.2 ノンコヒーレントパルスレーダーの基本構成

和に相当するキャリア周波数 f_0 である。アンテナで受信された標的からの後方散乱信号は、RF 増幅器で増幅されたあと STALO 信号と混合されて IF 信号に変換され、次いでビデオ信号に変換される。これらの段階では強度情報のみが扱われ、位相情報は無視される。なお、ビデオ信号は一般にダイナミックレンジを広げるために対数増幅される。ビデオ出力信号は信号処理装置すなわちレーダーエコーデジタル化装置 (radar echo digitizing and dissemination system; REDIS) で A/D 変換され、以降の加工処理に供される。

機能、性能 気象庁標準気象レーダーの主要な機能・性能は表 9.2 に示すとおりである。同表の諸元を用いて、前出の式 (3.71) に示すレーダー方程式で求めた受信電力および式 (5.19) に示す雑音電力から、各種の等価レーダー反射因子 Z_e ^{注 4)} に対して受信感度すなわち SNR を計算した結果を図 9.3 に示す。ここで、システム損失^{注 5)} を 7.0 dB、大気による損失^{注 6)} を 0.01 dB km^{-1} とした。また、各距離

注 4) $Z_e = 40 \text{ dBZ}$ および 30 dBZ はそれぞれ $Z_e = 10^4 \text{ mm}^6 \text{ m}^{-3}$ および $10^3 \text{ mm}^6 \text{ m}^{-3}$ に同じである。また、降水強度とレーダー反射因子の関係として前出の式 (6.37) を用いれば、 $Z_e = 40 \text{ dBZ}$ および 30 dBZ はそれぞれ降水強度 12 mm h^{-1} および 3 mm h^{-1} に相当する。

注 5) 給電回路、導波管、およびレドーム通過時の損失などとして見込まれる代表的な値として、送信時の給電系損失を 2.5 dB、受信時の伝送路損失を 4.5 dB とした。

注 6) 図 6.4(a) に示す酸素の減衰係数および同図 (b) に示す水蒸気の減衰係数の和の概略値である。

表 9.2 気象庁標準気象レーダーの主要諸元

観測パラメータ, 観測範囲	エコー強度 (レーダー反射因子), 400 km
送受信周波数	5.25 ~ 5.35 GHz
アンテナ形式	パラボラ, 直径 4 m
アンテナ利得	42 dB
ビーム幅	1.0° (電力半値幅)
偏波	水平偏波
アンテナ走査速度	方位角方向 最大 36° s ⁻¹ , 仰角方向 最大 15° s ⁻¹
パルス繰り返し周波数	260 Hz
送信管	マグネトロン
ピーク送信電力	250 kW
平均送信電力	160 W
パルス幅	2.5 μs
最小受信感度	-107 dBm
雑音指数	3 dB
受信機ダイナミックレンジ	60 dB
データ A/D 変換	10 ビット
サンプリング間隔	1.67 μs (250 m)
データ出力単位メッシュ	2.5 km × 2.5 km

での受信感度算出においては、該当距離までの区間は無降水で、大気による減衰以外の伝搬損失はないものとしている。

レーダー本体に付加された REDIS はレーダー制御機能も備えており、予め定められた時刻に自動観測を行う。観測モードには、晴天時用に実施する 3 時間ごとの定時観測モードから降水時の連続観測モードまで、気象状況に応じて選択される各種の観測モードがある。REDIS では、デジタル化されたビデオ出力信号から地形反射信号や隣接レーダーなどからの干渉波信号を除去した後、信号平均化、極座標データから直交座標データへの変換などの処理を経て、表 9.3 に示す 3 種類の 2 次加工データを生成する。

情報利用 レーダーエコーデジタル化装置の出力は、気象監視・予報のための情報ネットワークである L-ADESS (Local-ADESS; 気象資料伝送網) を介して気象庁本庁の C-ADESS (Center-ADESS; 気象資料自動編集集中継装置) に送られる。このネットワークは、札幌、仙台、東京、大阪、福岡、および沖縄に各地域の中核

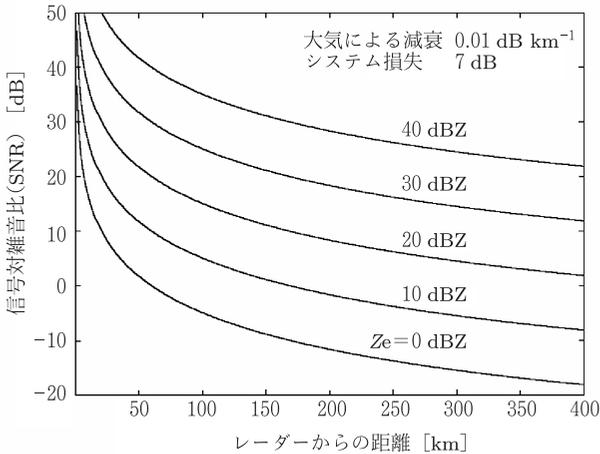


図 9.3 表 9.2 に示す諸元を用いて気象レーダーの受信感度を計算した例。該当距離までの区間は無降水で、大気による減衰以外の伝搬損失がないものとしている

表 9.3 レーダーエコーデジタル化装置 (REDIS) の 2 次加工データ

エコー強度図	5 仰角の PPI 観測で高度 2 km 面のエコー強度図を作成
エコー頂高度図	13 仰角の PPI 観測結果からエコー頂高度図を作成
1 時間積算降水強度	1 時間の観測で得られた 8 画面のエコー強度図から、1 時間積算降水強度図を作成

となるシステムを置き、それを拠点として各地域内の地方気象台などの端末装置と接続されている。全国から C-ADESS に送られたレーダーデータは、15 分ごとに合成され、再度 L-ADESS を介して各地方管区気象台に配信されるほか、各省庁や外部の一般利用のためにもサービスされている。

配信される情報は、レーダーとアメダス (AMEDAS)^{注 7)} の合成雨量情報である。気象レーダーでは、ビーム走査により上空の降水粒子を 2 次元的、または 3

注 7) 我が国の気象庁が全国に展開している気象観測システムの 1 つで Automated MEteorological Data Acquisition System (地域気象観測網) の略。降水量の観測が約 17 km のほぼ等間隔に配置された約 1300ヶ所の地点で行われている。ほかに大気温度、風向、風速、日照時間の 4 要素の観測所が約 840ヶ所 (平均間隔は 21 km) ある。

次元的に高密度で把握できる。一方、落下中の降水粒子の変質や地形・建造物などによる風の乱れの影響のため、地上で直接測定する雨量計とは異なる値を示すことがある。したがって、気象庁ではレーダーによって推定された降水強度をアメダス雨量で校正したレーダーアメダス解析雨量（以下解析雨量）情報を作成している。解析雨量は、気象レーダーとアメダスの長所を生かして解析した1時間降水量で、当初は緯度0.05°、経度0.0625°間隔の概ね5 km メッシュの緯経度座標で得られていたが、2001年4月からは2.5 km メッシュごとに算出されている。

9.2.2 レーダー雨量計

概要 我が国では、気象庁の標準気象レーダーと同一周波数帯のレーダー雨量計が国土交通省によって実用化され、全国を網羅する観測網が整備されている [吉野, 2002]。本システムは、自動化されたレーダー装置と、得られたデータを処理・加工する解析処理装置で構成される。レーダー装置は見通しの良い山岳に設置され、専用のマイクロ回線でデータ伝送および遠隔制御が行われている。標準気象レーダーと同様に大半はエコー強度観測のみの単機能機であるが、一部にドップラー機能を装備するものもある。また、二重偏波観測機能を持つものも一部で稼働を始めている。レーダー観測結果は、平均化処理を経て5分ごとにマイクロ回線を通じて解析処理装置に入力される。各解析処理装置ではこのデータを降水強度に変換し、さらに専用のマイクロ回線を介して各地方整備局の合成処理装置に転送する。

データ利用 合成処理装置では、複数のレーダー情報を受信、合成して広域の降雨情報画面を生成し、その結果を管内の各端末局に配信するほか、全国合成用の情報として中央処理局に送出する。各レーダーの観測域が重複する領域のデータ合成には、国土数値情報と各レーダーの設置高度、運用仰角をもとにして複数レーダーの覆域を自動的に選択する合成処理方式が導入されている。気象レーダーが降水現況の把握や降水予測に活用されているのと同様、本レーダーは河川流域などの面積雨量^{注8)}の定量的な評価や河川管理などの水文用途に威力を発揮しており、全国合成情報が自治体や一般利用向けにサービスされている。さらに、現在

注8) 地点雨量が該地点における雨量を指すのに対して、面積雨量は河川流域などの広域の平均雨量を指す。

では気象レーダーとレーダー雨量計の情報を統合したレーダーデータの利用も進んでいる。

9.2.3 先端的な 5.3/5.6 GHz 帯レーダー

概要 先端的な 5.3/5.6 GHz 帯レーダーの例として、低層ウィンドシヤーを検出することを主目的に我が国の主要空港に設置されている空港気象ドップラーレーダーや、同目的で米国の主要空港で用いられている TDWR (terminal Doppler weather radar) がある。

後に 11.5.2 項でも触れるように、高度約 1600 ft (約 500 m) 以下で発生する低層のウィンドシヤーは、離着陸途中の航空機には回避することが極めて困難で危険な現象である [Fujita, 1985]。このため、米国で 1970 年代後半からこの現象の研究が進められた結果、より広範囲の領域で航空機がウィンドシヤーに遭遇する前に危険な兆候を検出することが可能なレーダーが望ましいとの結論が導かれた。これを受けて、米国連邦航空局 (Federal Aviation Administration; FAA) は、5.6 GHz 帯の低層ウィンドシヤー検出用ドップラーレーダーを、TDWR として 1990 年代前半から現在までに米国の主要空港約 50ヶ所に展開してきた。一方、我が国でも、1990 年代前半から同様システムの開発研究が気象庁などによって進められ、5.3 GHz 帯の空港気象ドップラーレーダーとして実用化された [浜津ほか, 2000b, c]。このレーダーは 1995 年に関西国際空港に初めて設置されたのち、順次国内主要空港に設置されている。図 9.4 に設置例を示す。

システム構成 空港気象ドップラーレーダーのシステム構成を図 9.5 に示す。レーダーの基本部は図 4.1 に示すコヒーレントパルスレーダーで構成されている。レーダーサイトで得られた情報は光ファイバーを介してデータ表示サイトに送られ、検出された低層ウィンドシヤーなど各種の処理結果がリアルタイムで表示される。また、主要構成機器の二重化により、障害発生時にもシステムの停止時間が最小限となるように考慮されている。

低層ウィンドシヤーの検出 積乱雲などの対流性降水雲の中に、成長過程の後半で急激な下降流を生じるものがあり、この下降流は地面に衝突すると水平方向に広がる放射状の気流となってダウンバースト (downburst; 下降噴流ともいう) を生じさせる。これが低層ウィンドシヤーの主要な発生要因の 1 つである。ダウンバー

図 9.4 空港気象ドップラーレーダーの外観と設置例 (関西国際空港) [浜津ほか, 2000b]

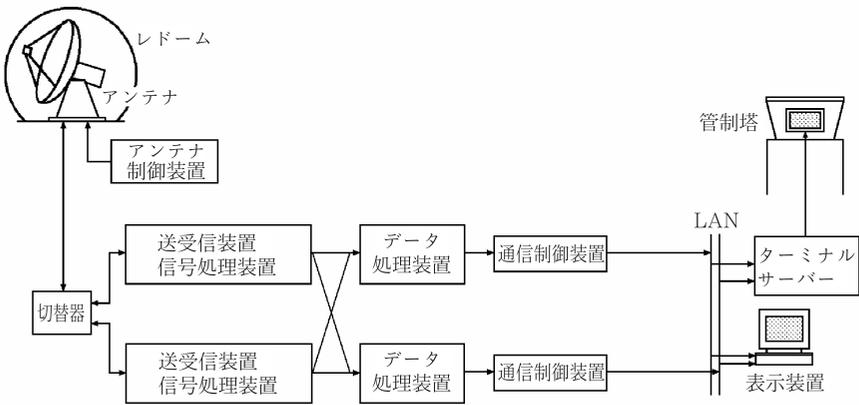


図 9.5 空港気象ドップラーレーダーのシステム構成。レーダー主要機器は二重化されている

ストの中で、特に小型で吹き出す風が強いものはマイクロバースト (microburst) と呼ばれる^{注9)}。また、ダウンバーストの冷たい気流が広がり、周囲の暖かい気流と衝突するとガストフロント (gust front; 突風前線) が生じる。

注9) 放射状に吹き出す気流を一方向から見たとき、近づく風と遠ざかる風の最大速度を示す位置の距離が 4 km 以下で、かつ正負を考慮した両者の速度差が 10 m s^{-1} 以上の場合をマイクロバーストと呼ぶ [Fujita, 1985].

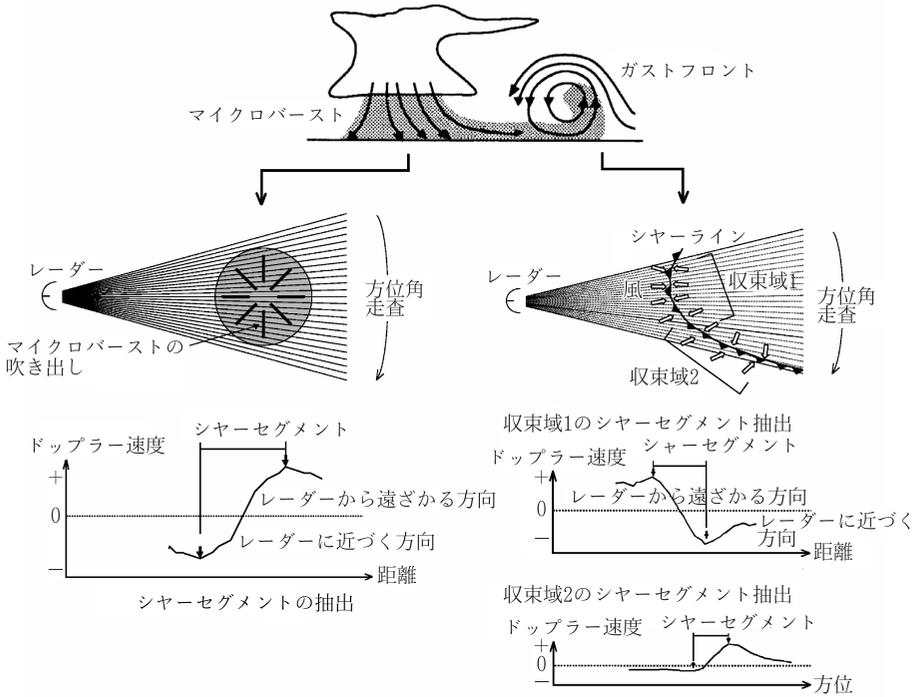


図 9.6 低層ウィンドシヤーの検出アルゴリズム. 左列はマイクロバースト, 右列はシヤーラインの検出処理を示す. 浜津ほか [2000c] より改変

ドップラーレーダーで得られるドップラー速度は、降水粒子の速度ベクトルの視線方向成分であるため、厳密に風ベクトル（東西風，南北風，鉛直流）を求めるには、4.3 節で述べたように少なくとも 2 台のドップラーレーダーで同時に観測を行うことが必要である。しかし、1 台のドップラーレーダーでも視線方向や方位角方向のドップラー速度の変化率に着目すれば、マイクロバーストやシヤーラインなどに特有の気流の 2 次元パターンを抽出できる [例えば Uyeda and Zrníc, 1986].

マイクロバーストとガストフロントに伴うシヤーラインをドップラーレーダーで検出するアルゴリズムを模式的に示すと図 9.6 のようになる [浜津ほか, 2000c]. 同図の左列および右列は、それぞれマイクロバーストとシヤーラインの検出処理プロセスを示す。マイクロバーストの場合は、地表付近で発散する風の流れに対

表 9.4 空港気象ドップラーレーダーの主要諸元

観測パラメータ, 観測範囲	エコー強度 (レーダー反射因子), 240 km ドップラー速度及び速度幅, 120 km
送受信周波数	5.25 ~ 5.35 GHz
アンテナ形式	パラボラ, 直径 7 m
アンテナ利得	48 dB
ビーム幅	0.7° (電力半値幅)
偏波	水平偏波
アンテナ走査速度	方位角方向 最大 36°s^{-1} , 仰角方向 最大 6°s^{-1}
パルス繰り返し周波数	2000 Hz (最大)
送信管	クライストロン
ピーク送信電力	200 kW
平均送信電力	500 W
パルス幅	1 μs
最小受信感度	-110 dBm
雑音指数	3 dB
受信機ダイナミックレンジ	120 dB (STC, AGC を含む)
データ A/D 変換	14 ビット
サンプリング間隔	1 μs (150 m)
ドップラー速度分解能	0.5 m s^{-1} (FFT 64 点時), 1.0 m s^{-1} (FFT 32 点時)

して, それぞれの方位サンプルごとに距離方向のドップラー速度が負 (レーダーに向かう方向) から正 (レーダーから遠ざかる方向) に変わる領域を発散域として抽出し, これを方位角方向に結合してマイクロバーストの発生位置を特定する. 一方, シヤーラインは, レーダーの視線方向に対して風向によって異なる 2 種類の検出アルゴリズムを組み合わせて検出している. すなわち, まず距離方向でレーダーの視線方向に吹く風の急変域を検出し, 次に方位角方向でレーダーの視線方向に直角に近い角度で吹く風の急変域を検出し, これらを結合させる.

機能・性能 空港気象ドップラーレーダーの主要な機能・性能を表 9.4 に示す. アンテナは直径 7 m のパラボラ反射鏡を持ち, 直径 11 m のサンドイッチ型レドームに収納されている. ビーム幅は 0.7° である. 送信装置は MOPA で構成されており, 送信管はピーク出力 200 kW のコヒーレントな送信電波を生成するクライストロンが用いられている. 受信機は送信機とともにコヒーレントな送受信系を構成している. また, 受信機では, 微弱な降水現象を含む広いレンジの気象エコーを観測できるように低雑音増幅器を採用し, AGC (automatic gain control) およ

びSTC (sensitivity time control) を含めて 120 dB 以上の広いダイナミックレンジを実現している。位相検波によって得られた IQ 信号は、14 ビットのデジタル信号としてドップラー速度、速度幅およびレーダー反射因子の算出に用いられる。データ処理装置は、これらの算出データを用いて低層ウィンドシヤー検出処理を行うほか、各種表示データを生成し通信制御装置へ出力する。

9.2.4 2.8 GHz 帯レーダー

先に触れたように、広範囲の降雨状況を把握するのに適したこの周波数帯のレーダーは、早くから米国を中心に世界で利用されてきた。世界気象機構 (World Meteorological Organization; WMO) が開発途上国などを中心に普及させた気象レーダーも、多くは 2.8 GHz 帯で運用されている。

米国で実用気象レーダーとして開発された WSR-57 は、米国気象局 (NWS; National Weather Service) の手で長く運用され、多くの機能がその後さらに高度化されて後継の WSR-74 に引き継がれた。これが基本形となって、同様レーダーが世界各国で研究用および気象観測現業用として広く用いられてきた。これらはいずれも強度観測のみのレーダーで、ドップラー観測機能は備えていなかった。ドップラーレーダーが降水やハリケーン、スコールラインなどのメソスケールの降水システムを観測するのに有効と注目され始めたのは 1970 年代である。この年代の終わり頃には、NEXRAD (next generation weather radar) と呼ばれる次世代型気象レーダーの開発計画が、米国海洋大気局 (National Oceanic and Atmospheric Administration; NOAA) を中心に、連邦航空局および空軍気象局 (Air Force Weather Service; AFWS) などの複数機関の協力によってスタートした。

9.2.5 NEXRAD: WSR-88D

NEXRAD は、トルネード、強風を伴う激しい降雨、およびひょうなどのシビアストームを早期に観測することを主な目的として開発されたレーダーである。後に正式名称を WSR-88D と改められた同レーダーは、1980 年代末から配備が始まり、1990 年代末までに米国本土、アラスカ、ハワイ、および一部の周辺国を含め 190 カ所程度に設置されている。図 9.7(a) に設置状況、同図 (b) にレーダータワーの外観例を示す。レーダーデータはコンピュータ処理されており、ネット

図 9.7 (a) WSR-88D の設置状況 [<http://weather.noaa.gov/radar/national.html>] およ
び (b) レーダータワー外観 [<http://www.nssl.gov>]

ワークを通してリアルタイムで気象や水文関係のさまざまな機関にサービスされている。

構成 WSR-88D は、レーダーデータ収集部 (radar data acquisition unit; RDA)、レーダープロダクト生成部 (radar product generator; RPG)、およびユーザプロセッサ (principal user processor; PUP) の 3 部で構成される。図 9.8 に示すように、RDA 部は送信機、アンテナ、受信機、信号処理装置などの基本的なレーダー構成品から成る。RPG 部はレーダーで得られたデータを処理し、表示用情報を生成するコンピュータである。また、PUP はデータ通信用の通信制御装置と表示装置で構成される。

機能、性能 WSR-88D は 2.8 GHz 帯^{注 10)} のレーダーで、距離 460 km までのエコー強度観測のみを行うモード、および距離 230 km までのドップラー観測とエコー強度観測を行うモードの 2 種類の観測モードを持っている。プログラム制御により、一定時間ごとに両者のモードを切り替えて観測を行う。アンテナには開

注 10) 電波認許上、設置場所により 2.7~3.0 GHz の幅がある。

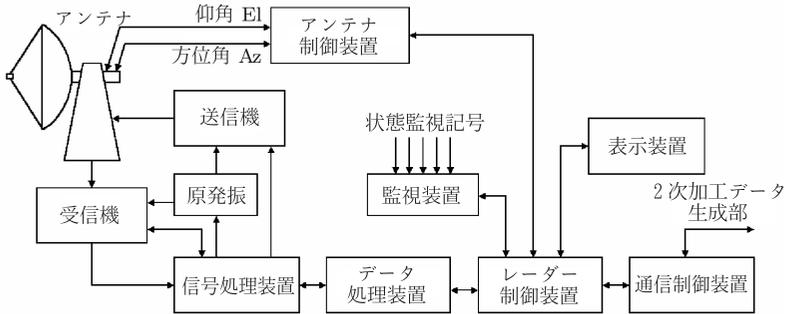


図 9.8 WSR-88D レーダーシステムの基本構成

口径約 8.5 m のパラボラアンテナを使用し、 1° よりやや狭いビーム幅を実現している。アンテナは直径 12 m のサンドイッチ型レドームで覆われている。ピーク送信電力は 750 kW で、観測モードに応じてパルス繰り返し周波数が変わることに対応して、 $1.57 \mu\text{s}$ および $4.5 \mu\text{s}$ の 2 種類のパルス幅を持っている。主要なレーダー諸元を表 9.5 に示す。

受信信号のダイナミックレンジは 95 dB あり、 $\text{SNR} = 0 \text{ dB}$ での最小受信感度は距離 50 km で -8 dBZ である。こうした広いダイナミックレンジと高感度の特性を生かして、広範囲の降水観測のほか、近距離では非降水の微弱な後方散乱をもたらす大気現象も対象にしている。また、グラウンドクラッター除去のためにノッチ幅 (notch width) をソフトウェア制御する 5 極 IIR (infinite-impulse-response) デジタルフィルターを備えており [Heiss et al., 1990]、固定目標に対して 54 dB のクラッター抑圧比を実現している。

レーダープロダクト WSR-88D では、エコー強度 (レーダー反射因子)、ドップラー速度、および速度幅の基本パラメータ (気象レーダー分野ではこれをプロダクトと呼ぶ) のほか、VAD 法による高度別風分布 (wind profile) や各種のユーザー機関の用途に応じたさまざまな高次プロダクトが作られる。多くの高次プロダクトは降水パラメータに関連するものであるが、このほかエコー頂に関するプロダクト、ドップラーデータから得られるウィンドシヤーや乱流のような航空気象向けプロダクトも生成される。主なレーダープロダクトは表 9.6 に示すとおりである。

表 9.5 WSR-88D レーダーシステムの主要諸元

観測パラメータ, 観測範囲	エコー強度 (レーダー反射因子), 460 km ドップラー速度および速度幅, 230 km
送受信周波数	2.7 ~ 3.0 GHz
アンテナ形式	パラボラ, 直径 8.54 m (28 ft)
アンテナ利得	45.8 dB (2.85 GHz)
ビーム幅	0.96° (電力半値幅, 2.7 GHz), 0.88° (同, 3.0 GHz)
偏波	水平偏波
アンテナ走査速度	方位角方向 最大 30° s ⁻¹ , 仰角方向 最大 15° s ⁻¹
パルス繰り返し周波数	長パルス時 320 ~ 450 Hz 短パルス時 320 ~ 1300 Hz
送信管	クライストロン
ピーク送信電力	750 kW
平均送信電力	500 W (最大)
パルス幅	1.57 μs (短パルス時), 4.5 μs (長パルス時)
最小受信感度	-113 dBm
雑音指数	3 dB
受信機ダイナミックレンジ	95 dB (STC, AGC を含む)
データ A/D 変換	12 ビット
サンプリング間隔	1.67 μs (250 m)
ドップラー速度分解能	1 m s ⁻¹ 以下 (パルスベア法*)

*: パルスベア法; 自己共分散処理によるドップラー速度演算

表 9.6 WSR-88D の主要なレーダープロダクト

レーダー反射因子 (reflectivity)
鉛直積算レーダー反射因子 (composite reflectivity)
高度別レーダー反射因子 (layer composite reflectivity)
視線方向平均ドップラー速度 (mean radial velocity)
エコー頂 (echo top)
1 時間積算降水量 (one-hour rainfall accumulation)
3 時間積算降水量 (three-hour rainfall accumulation)
一雨累積降水量 (storm total rainfall accumulation)
毎時降水量グラフ (hourly digital rainfall array)
鉛直積算降水強度 (vertically integrated liquid water)
VAD 高度別風分布 (velocity azimuth display wind profile)
ウィンドシヤー (wind shear)
乱流 (turbulence)

9.2.6 9.5 GHz 帯レーダー

我が国の地方自治体などで現業に用いられているこの周波数帯のレーダーは、いずれもマグネトロンを送信管に用いるノンコヒーレントレーダーで、エコー強度のみの観測を行っている。一方、同周波数帯の研究用レーダーは、現在国内に10台程度あり、その大半がドップラー観測機能を持っているほか、二重偏波機能を持つレーダーもある。後出の独立行政法人防災科学技術研究所マルチパラメータレーダー (multi-parameter radar; MP レーダー) システムを構成するレーダー群の1つである車載型 9.4 GHz レーダーは、二重偏波ドップラー観測機能を持ち、降水観測を主目的としている [Iwanami et al., 2001]。

概要 9.4 GHz レーダーおよび観測データ伝送用の衛星通信設備は、後出の図 9.13 の右側に示すように1台の移動用車両に取り付けられている。同レーダーのシステム系統は図 9.9 に示すとおりである。また、レーダーの主要諸元を表 9.7 に示す。通常のドップラー観測からレーダー反射因子 Z 、ドップラー速度 v 、および速度幅 σ_v が測定されるほか、二重偏波観測からは、 Z_{DR} 、 ρ_{hv} 、 K_{DP} 、および ϕ_{DP} が測定可能で、降水強度、雲水量、雲や降水粒子の種類・形状・大きさに関する情報を得ることができる。

移動局のレーダーと基地局の間は通信速度 384 kbps の衛星通信回線で結ばれており、国内全域で両者の計算機をネットワーク接続できるため、レーダーで取得したデータを即時伝送することが可能である。

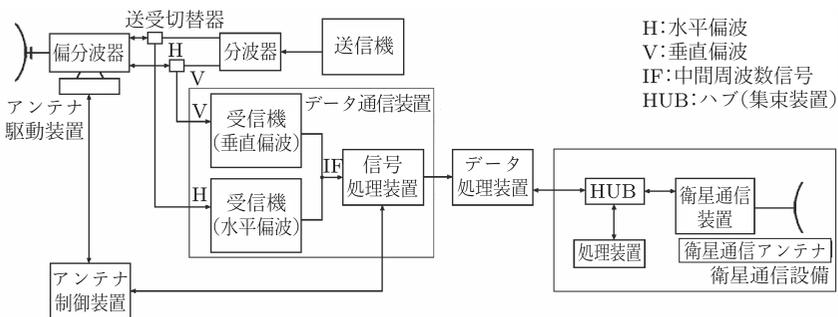


図 9.9 (独) 防災科学技術研究所 9.4 GHz レーダーと衛星通信設備のシステム系統

表 9.7 (独) 防災科学技術研究所 9.4 GHz レーダーの主要諸元. Iwanami et al. [2001] より改変

観測範囲	80 km
送受信周波数	9.357 GHz
アンテナ形式	円形パラボラ, 直径 2.1 m
アンテナ利得	42 dB
ビーム幅	1.3° (電力半値幅)
偏波	水平, 垂直偏波
アンテナ走査範囲	方位角方向 全周 仰角方向 $-2^\circ \sim +92^\circ$
アンテナ走査速度	方位角方向 $\leq 36^\circ \text{ s}^{-1}$ 仰角方向 $\leq 18^\circ \text{ s}^{-1}$
パルス繰り返し周波数	$\leq 1800 \text{ Hz}$
送信管	マグネトロン
ピーク送信出力	50 kW
パルス幅	0.5 μs
最小受信感度	-109 dBm
雑音指数	2.3 dB
ドップラー処理	FFT, パルスペア法
観測パラメータ	$Z, v, \sigma_v, Z_{DR}, \rho_{hv}, K_{DP}, \phi_{DP}$

機能と運用 本レーダーの二重偏波観測は, 前出の図 6.7(a) に示した水平偏波と垂直偏波を同時に送受信する方式で実現されている. 送信機で生成された周波数 9.4 GHz のパルス状送信波は, 送信分波器で分波された後, 方位角走査用と仰角走査用の 2 チャンネルのロータリージョイント (rotary joint) を通してアンテナから放射される. 対象標的からの散乱信号は再び同一アンテナを介して, 水平偏波と垂直偏波で独立して受信され, それぞれの偏波に対応した受信機で位相検波される. ここで得られた両偏波の強度信号と位相信号は, 1 台の信号処理装置で水平偏波と垂直偏波に分けて時分割処理される. データ処理装置は, これらのデータから, 所要の二重偏波パラメータの推定を行う.

9.3 雲霧観測レーダー

9.3.1 35 GHz 帯レーダー

概要 雲物理学分野の研究用途などに、いくつかの 35 GHz 帯レーダーが実現している [例えば Pasqualucci, 1984; Kropfli et al., 1995; 浜津ほか, 2000a; Hamazu et al., 2003]. この周波数帯では、トランジスタのような MOPA 方式の送信デバイスで高出力を得ることは難しい. 一方, 距離 20~30 km 程度の観測範囲を得ようとすれば数 10 kW 規模の高出力が必要になる. こうしたケースでは, マグネトロンのようなノンコヒーレントな送信管に頼らざるを得ない. しかしマグネトロン発振方式では, 送信パルス内の立ち上がり時のパルスごとのランダムな位相変動を完全に補正することは困難である. これに対し, 送信波形内で適切な基準位相サンプリング点を定めて図 8.21 に示したような位相参照を行えば, コヒーレントレーダーと同等のドップラー計測が可能になる. 京都大学と三菱電機 (株) が共同開発した 35 GHz 帯の走査型雲霧観測レーダーは, この手法を用いて実現したマグネトロンパルスレーダーである [Hamazu et al., 2003].

特長 一定領域の雲霧の微細な 3 次元構造を観測する目的から, 最大観測距離を 30 km, 送信パルス幅を $0.5 \mu\text{s}$ (距離分解能 75m) に設定している. 一方, マグネトロンの特性により送信デューティ比は最大で 0.5/1000 程度に制約される. このため, 式 (8.31) から, パルス繰り返し時間は最小で 1 ms 程度に制限される. また, レーダー波長が約 0.86 cm であるから, ナイキスト速度は通常では式 (4.10) から約 2.2 m s^{-1} となり, 実際の現象のドップラー速度計測範囲としては不十分な値である. そこで, 図 8.22 に示した短いパルス間隔のペアパルス (pair pulses) を長いパルス間隔で送信することにより, 送信デューティ比の制約の中でナイキスト速度を広げる手法を取り入れている. ここでは, ペアパルスの間隔を 0.22 ms とし, そのペアを 2.2 ms 間隔で送信することで, ナイキスト速度を 9.7 m s^{-1} まで拡大している. さらに, 現象が連続性を持つことを前提にしたソフトウェア折り返し補正を行うことにより, ドップラー速度計測の最大範囲は 3 倍強の 30 m s^{-1} 以上に広げられている.

構成と運用 同レーダーの外観と構成を, それぞれ図 9.10 および図 9.11 に示す. また, 主要な仕様を表 9.8 に示す. マグネトロンの出力である初期位相のランダムな送信信号は, アンテナから空中に放射されると同時に, その一部が分岐して位

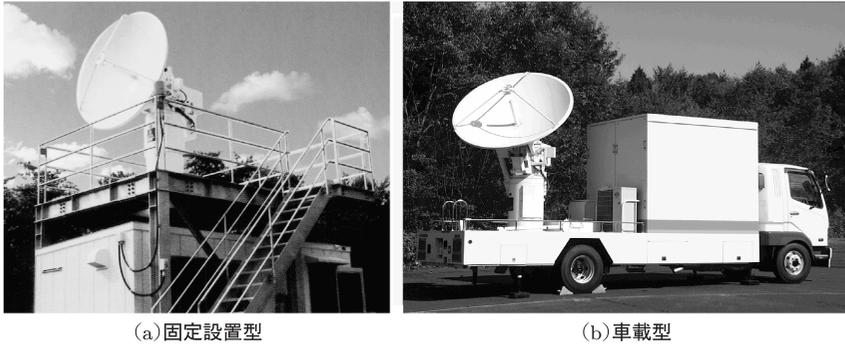


図 9.10 35 GHz 雲霧観測レーダー

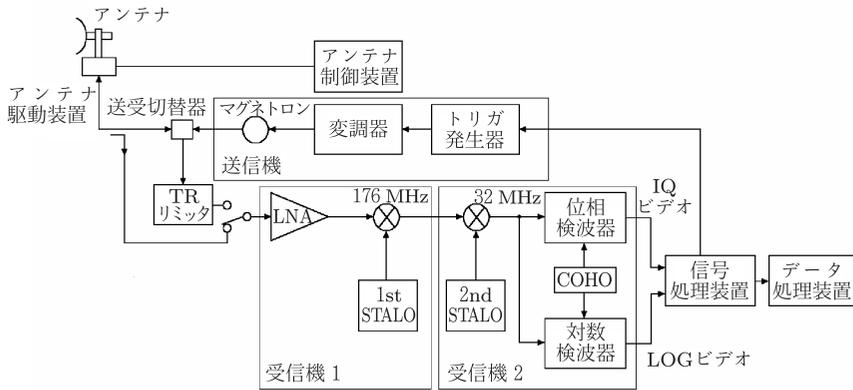


図 9.11 35 GHz 雲霧観測レーダーの構成

相参照処理用に受信機経由で信号処理装置に記憶される。信号処理装置はファームウェア主体の信号処理プロセッサで、送信パルスごとに入力されたアナログの送信初期位相信号を 12 ビットのデジタル信号に変換して記憶し、受信データに対して、1.2 MHz (125 m) までの距離サンプリングに対してリアルタイムで位相参照を行うことができる。一方、アンテナを介して得られた受信信号は、受信機 1 で低雑音増幅されたのち、STALO で生成されたローカル信号により 176 MHz の第 1IF 信号に周波数変換される。第 1IF 信号は受信機 2 で 32 MHz の第 2IF 信

表 9.8 35 GHz 雲霧観測レーダーの主要諸元. Hamazu et al. [2003] より改変

観測範囲	30 km
送受信周波数	34.75 GHz
アンテナ形式	カセグレン, 直径 2 m
アンテナ利得	54 dB
ビーム幅	0.3° (電力半値幅)
偏波	水平偏波
アンテナ走査速度	方位角方向 最大 $36^{\circ} \text{ s}^{-1}$, 仰角方向 最大 6° s^{-1}
パルス繰り返し周波数	連続パルス方式 900 Hz ダブルパルス方式 450/4500 Hz
送信管	マグネトロン
ピーク送信電力	100 kW
平均送信電力	50 W (最大)
パルス幅	0.5 μs
最小受信感度	-98 dBm
雑音指数	3.5 dB
受信機ダイナミックレンジ	LOG ビデオ系 70 dB 以上, IQ ビデオ系 40 dB 以上
データ A/D 変換	12 ビット
サンプリング間隔	2.4 MHz (62.5 m)/1.2 MHz (125 m)

号に周波数変換されたのち, COHO で生成された検波信号により位相検波され, 強度検出用の対数特性 (LOG) ビデオ信号と速度検出用の IQ ビデオ信号として信号処理装置に入力される. 信号処理装置は, 入力された LOG および IQ ビデオの利得調整およびオフセット調整を行い, 必要に応じてグラウンドクラッター除去を行った後, エコー強度処理を行う. さらに, 前出の送信信号との位相参照を行った受信位相信号から自己共分散処理によりドップラー速度および速度幅を算出し, SCSI バスを通してデータ処理用コンピュータに結果を出力する. データ処理用コンピュータでは, クイックルック画像表示や事後解析のためのデータ蓄積が可能である. アンテナ走査などの各種設定はデータ処理用コンピュータで行う. 観測モードには前出の図 8.3 に示す PPI, CAPPI, RHI, POSITION, SECTOR, SPPI, および SRHI の 7 種があり, 各運用モードの選択と方位角および仰角の走査範囲の設定もデータ処理用コンピュータ画面上で行う.

9.3.2 35/95 GHz マルチパラメータレーダー

(独) 防災科学技術研究所マルチパラメータレーダー (MP レーダー) システムは、降水観測を目的とする前出の 9.4 GHz レーダーおよび雲観測を主目的とする 35/95 GHz レーダーで構成される。レーダーの構成を図 9.12 に、また主要諸元を表 9.9 に示す。図 9.13 は 9.4 GHz レーダーを含む防災科学技術研究所のマルチパラメータレーダーシステムの外観で、左側は 35/95 GHz レーダー、右側は 9.4 GHz レーダーである。

概要 降水粒子のレーダー反射率は波長 λ の 4 乗に逆比例する。例えば、他の諸元が同一と仮定すれば、同一の離散分布型標的に対して波長 3.2 mm の 95 GHz レーダーのレーダー反射率は波長 8.6 mm の 35 GHz レーダーの場合に比べて 17 dB 程度大きくなる。一方、水蒸気や雲霧による電波の減衰は周波数が高くなれば急速に増大する。これらの特性を利用すると、複数周波数のレーダーの同時観測によって雲の発生から降水の形成、発達、衰弱、および雲の消滅までの一連の雲・降水過程を連続的にとらえることができる。マルチパラメータレーダーシステムはその代表例である [Iwanami et al., 2001]。

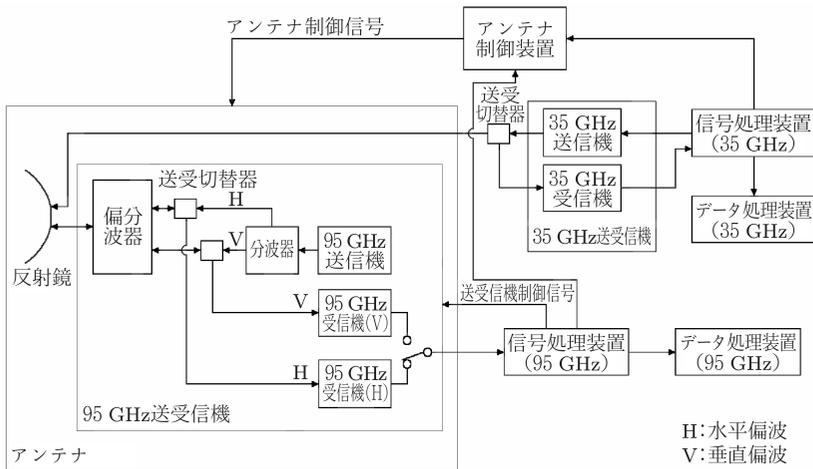


図 9.12 (独) 防災科学技術研究所 35/95 GHz レーダーの構成

表 9.9 (独) 防災科学技術研究所 35/95 GHz レーダーの主要諸元. Iwanami et al. [2001] より改変

	35 GHz レーダー	95 GHz レーダー
観測範囲	30 km	30 km
送受信周波数	35.35 GHz	95.13 GHz
アンテナ形式	カセグレン, 2 周波共用, 直径 2 m	
アンテナ利得	54 dB	59 dB
ビーム幅	0.3°(電力半値幅)	0.1°(電力半値幅)
偏波	水平偏波	水平/垂直偏波
アンテナ走査範囲	方位角方向 全周 仰角方向 $-2^\circ \sim +182^\circ$	
アンテナ走査速度	方位角方向 $\leq 24^\circ \text{ s}^{-1}$ 仰角方向 $\leq 12^\circ \text{ s}^{-1}$	
パルス繰り返し周波数	400/4000 Hz	$\leq 20 \text{ kHz}$
送信管	マグネトロン	クライストロン (EIA)*
ピーク送信出力	100 kW	2.2 kW
パルス幅	0.5 μs	0.25 $\mu\text{s} \sim 2.0 \mu\text{s}$
最小受信感度	-108 dBm	-110 dBm
雑音指数	3.5 dB	7.5 dB
ドップラー処理	パルスペア法	FFT, パルスペア法
観測パラメータ	Z, v, σ_v	$Z, v, \sigma_v, Z_{\text{DR}}, \rho_{\text{hv}}, K_{\text{DP}}$
サンプリング間隔	2.4 MHz (62.5 m)/1.2 MHz (125 m)	

*EIA: extended interaction amplifier

図 9.13 (独) 防災科学技術研究所のマルチパラメータレーダーシステム. 左: 35/95 GHz レーダー, 右: 9.4 GHz レーダー. 同レーダーシェルタ上のアンテナは衛星通信用 [Iwanami et al., 2001]

機能と構成 このレーダーは、35 GHz および 95 GHz で同一の散乱体積を同時に観測するため、2 周波共用アンテナを用いている。また、導波管での電力損失を抑えるためにカセグレン方式をとっている。反射鏡は直径 2 m のパラボラである。95 GHz レーダーの送受信機は反射鏡背面に、35 GHz レーダーの受信機の高周波部はアンテナ台座付近に設置されている。35 GHz レーダーのその他の装置はシエルター内に収納されている。95 GHz レーダーは、二重偏波観測により雲や霧を対象に Z_{DR} , ρ_{hv} , K_{DP} も測定することが可能である。

9.4 衛星搭載レーダー

9.4.1 熱帯降雨観測衛星

地上に固定されたレーダーに比べて、地球上の広い範囲を測定できることが衛星搭載レーダーの大きな長所の 1 つである。熱帯域の降雨観測を目的にした熱帯降雨観測 (Tropical Rainfall Measurement Mission; TRMM) 衛星 [Kozu et al., 2001] は世界で初めて降雨レーダー (precipitation radar; PR) が搭載された衛星で、1997 年に日米共同プロジェクトとして打ち上げられた。降雨レーダーの主要諸元を表 9.10 に示す。

TRMM 衛星は、軌道高度 350~402.5 km^{注 11)} の低軌道 (low earth orbit; LEO)

表 9.10 TRMM 衛星搭載降雨レーダーの主要諸元。Kozu et al. [2001] より改変

観測範囲	地上から高度 15 km 地上観測幅 215 km
レーダー形式	アクティブフェーズドアレイレーダー
送受信周波数	13.796 GHz 及び 13.802 GHz
アンテナ形式	128 素子導波管アレイ, 開口 2.1 m × 2.1 m
ビーム幅	0.7°
アンテナ走査角	±17°
パルス繰り返し周波数	2776 Hz
ピーク送信出力	616 W
パルス幅	1.6 μs × 2 チャンネル
受信機ダイナミックレンジ	79 dB

注 11) 2001 年 8 月までは高度 350 km, 以降は高度 402.5 km で運用されている。

衛星で、太陽非同期軌道、すなわちある地域での観測地方時が変化していくような軌道で運用されている。軌道傾斜角は 35° で、約 90 分で地球を 1 周する。1 日に地球を約 16 周し、北緯 35° から南緯 35° までの熱帯および亜熱帯地方を軌道範囲としている。

衛星搭載レーダーによる降雨観測 TRMM 衛星には、図 9.14(a) に示すように、降雨レーダーほか 4 式の観測センサーが搭載されている。

従来、衛星搭載の降雨センサーはパッシブ (受動) 型センサーが一般的であり、複数のマイクロ波帯における降雨からの放射を受信することで、降雨の水平分布を観測していた。これによると、定量的に降水強度を推定できるのは海上に限られ、陸域では正確な観測ができない^{注 12)}。また、高度方向の分布を推定することも困難である。一方、降雨レーダーは地上設置の気象レーダーと同一原理に基づくエコー強度測定を行い、水平走査と高度方向の観測を組み合わせ、降雨の 3 次元分布を観測することができる。降雨レーダーは周波数 13.8 GHz のアクティブ

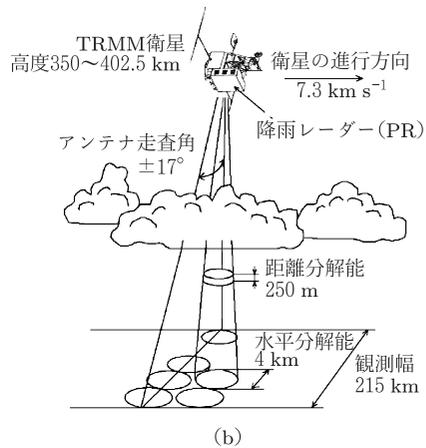


図 9.14 TRMM 衛星の (a) 外観と (b) 降雨レーダー (PR) による観測の概要 [(独) 宇宙航空研究開発機構提供]

注 12) 海面からのマイクロ波放射は弱く、かつ一様であるため、一定の降雨強度以上の降雨があればマイクロ波放射強度の増加を上空から観測することができる。一方、陸域では、陸面からのマイクロ波放射が強いため、降雨によるマイクロ波放射強度の増加を識別することが困難である。

フェーズドアレーレーダーで、同図 (b) に示すように観測分解能は距離方向 250 m, 地上では水平方向約 4 km である。また、衛星の進行方向に直角な方向の観測幅は 215 km である。

9.4.2 全球の降水観測計画

TRMM 衛星の降雨レーダーにより、従来ほとんど観測例がなかった海上での台風の3次元構造や、エルニーニョ (El Niño), ラニーニャ (La Niña) 時の熱帯太平洋域の降雨分布などをとらえることが可能になった。熱帯から亜熱帯域の降雨に関する多くの観測成果を得た TRMM 衛星は遠からず運用を停止する予定であるが、これをさらに発展させた全球降水観測 (Global Precipitation Measurement; GPM) 計画が構想されている。この計画によれば、レーダーを搭載する GPM 主衛星と複数のマイクロ波放射計を搭載する副衛星 8 機によって、北緯および南緯約 68° までの高緯度地方を含む広領域の降水観測が 3 時間ごとに実施され、データが即時配信される見込みである。GPM 主衛星には、TRMM 衛星の降雨レーダーと同周波数帯の 13.6 GHz レーダーのほか、35.5 GHz レーダーが搭載され、2 周波レーダー (dual-frequency precipitation radar; DPR) として、降水の発生から消滅までのさまざまな段階を、より広範囲で精度よくとらえることが可能になると期待される。

第10章 大気レーダーの実際

大気レーダーという呼称は、観測対象である中間圏 (mesosphere)、成層圏 (stratosphere)、対流圏 (troposphere)、あるいは大気境界層 (atmospheric boundary layer) の名称にちなんで、MST レーダー、ST レーダー、あるいは境界層レーダー (BL レーダー) などと呼ばれるものの総称である。当初は相互に異なる歴史的経緯とシステムを持っていたこれらのレーダーは、近年では観測の重点を中層大気 (成層圏から中間圏) 全域、対流圏から下部成層圏、下部対流圏のいずれに置くかによって、いくつかの標準的システムに収れんしてきた。これは、大気レーダー観測技術が確立してきたこと、広く普及・利用されるようになり同じタイプのレーダーを多点に展開するネットワーク観測が発展してきたことなどによるところが大きい。本章では、大気レーダーの特徴を概観した後、大気レーダーの代表的なシステムの実例を述べる。

10.1 大気レーダーの特徴

図 7.10 に示したように、等方乱流の空間スケールすなわち慣性小領域は高度とともに指数関数的に増大する。このため、マイクロ波帯で使用される気象レーダーでこの乱流によりもたらされる屈折率の揺らぎをとらえることは、一般にごく低層の大気を除き不可能である。同図より、中層大気からの乱流散乱を観測するには、より低い周波数帯である UHF 帯から VHF 帯が適している。UHF 帯では上部対流圏までの高度で、VHF 帯では下部成層圏までの高度で、常時の乱流性散乱の観測が可能である。中間圏以上の高度では水蒸気の影響は全く無視でき、温位の揺らぎに起因する屈折率の揺らぎも小さい。しかし、太陽紫外線を受けて電離した自由電子が存在する昼間は、大気乱流に起因する電子密度の揺らぎが比較的大きな屈折率変動もたらす。ただし中間圏での乱渦の最小スケールは数 m 程度となるため、この乱流散乱を観測できるのは周波数が 50 MHz 程度以下の VHF 帯レーダーに限られる。この高度域では大気密度が十分大きいので、自由電子は

中性大気との衝突により全体としては中性大気の動きに完全に追従した運動をしていると考えられ、したがって観測方法もより下層の大気の場合と同様である。

なお、大気レーダーの運用周波数については、国際電気通信連合 (ITU) が 1997 年に主催した世界無線通信会議 (World Radiocommunication Conference; WRC) において、国際的に 50 MHz 帯 (46~68 MHz)、400 MHz 帯 (440~450, 470~494 MHz)、および 1.3 GHz 帯 (1270~1295, 1300~1375 MHz) の 3 周波数帯とすることが決っている^{注 1)}。

10.2 大型の大気レーダー

10.2.1 大型レーダー

7.1.3 項で述べたように、一般に大気レーダーの観測性能は、周波数が同一の場合、アンテナ開口面積と平均送信電力の積によって決まる。中層大気上部の中間圏高度までを観測するためには、開口面積と平均送信電力の積を概ね 10^8 W m^2 以上とすることが必要である。図 10.1 に各種のレーダーの典型的な開口面積

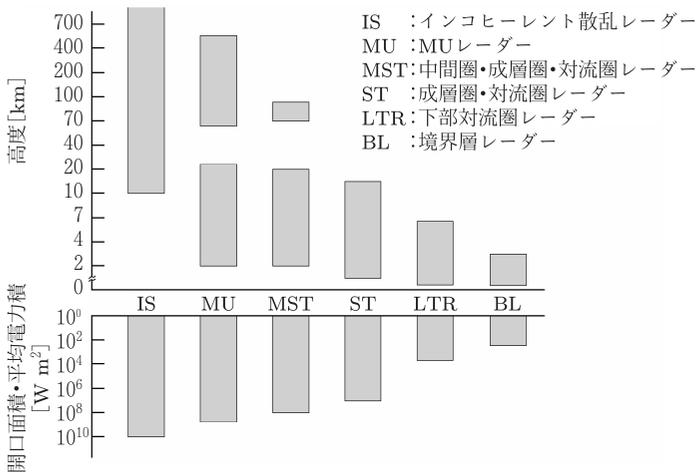


図 10.1 各種のレーダーの典型的な開口面積と平均電力の積および観測可能な高度範囲

注 1) 北米では、これらに加えて 904~928 MHz の周波数帯も使用される。

図 10.2 世界の代表的な大型レーダーの例. (a) <http://jicamarca.ece.cornell.edu/>, (b) <http://www.naic.edu/>

積と平均電力の積および観測可能な高度範囲を示す。MST レーダー以上の規模で、中層大気上部からより高い高度に広がる超高層大気までの観測が可能な大型レーダーは、現在世界で約 10 カ所に設置されている。図 10.2(a) に示すヒカマルカ (Jicamarca) レーダー (ペルー, アンテナアレー $290 \text{ m} \times 290 \text{ m}$, 11.95°S , 76.87°W) は周波数 49.9 MHz , 開口面積・平均電力積 $2.0 \times 10^{10} \text{ W m}^2$, 同図 (b) のアレシボ (Arecibo) レーダー (プエルト・リコ, アンテナ直径 300 m , 18.62°N , 66.75°W) は同じく 430 MHz , $8.7 \times 10^9 \text{ W m}^2$ で、いずれも大型レーダーの代表例である。これらは、大気観測のみならず電離圏領域まで観測可能な IS レーダーの機能も併せ持つシステムである。

大型レーダーの送信周波数は、主たる観測対象によって VHF 帯から UHF 帯が用いられる。電離圏観測専用の IS レーダーでは、宇宙背景雑音レベルが低い 400 MHz 以上の UHF 帯が選ばれることが多い [Evans, 1969]。一方、前節で述べたように、MST レーダーや ST レーダーでは、中層大気全域に存在する乱流の空間スケールに対応して $40 \sim 50 \text{ MHz}$ 近傍の VHF 帯が選ばれることが多い [Balsley and Gage, 1980]。また、これらのはかに対流圏全域を観測対象とする UHF 帯のレーダーに T レーダーと呼ぶものがある。T レーダー、高度数 km までの下部対流圏を観測対象とする下部対流圏レーダー (lower troposphere radar; LTR), 境界層レーダー (boundary layer radar; BL レーダーまたは BLR) などの小型の大気レーダーは、すでに欧米や我が国でネットワーク的に多数の設置が進められている。

大気レーダーの代表的なアンテナ構成にアレー型と反射鏡型がある。図 10.2(a) のヒカマルレーダーで用いられているアンテナはアレー型である。アレー型の主な素子アンテナとして、構造の簡単な同軸ケーブルや同軸管を用いたダイポールアレーアンテナと、より優れた素子特性が得られる 3 素子あるいは 4 素子の八木アンテナがある。前者の例はヒカマルレーダーで、同レーダーは同軸管を用いている [Ochs, 1965]。後者の八木アンテナを用いる代表例に、10.2.3 項で詳述する MU レーダーがある。同レーダーの素子アンテナの基本構成は後出の図 10.6(b) に示す 3 素子の八木アンテナである [Fukao et al., 1985a]。アレー型アンテナを用いる大気レーダーの多くは、いくつかの方向にビームを走査することが可能である。また、MU レーダーのように、各素子アンテナの位相を電子的に変化させて高速でレーダービームを走査できるフェーズドアレーレーダーも実現している。ヒカマルレーダーや MU レーダーでは、アンテナをサブアレーに分割し、複数のビームで同時に観測することもできる。

反射鏡型アンテナを持つレーダーの代表例が図 10.2(b) のアレシボレーダーである。反射鏡型アンテナを持つレーダーの多くがパラボラ面の反射鏡全体を回転させてビーム走査を行うのに対して、アレシボレーダーの反射鏡は固定されており、複数周波数の送信波を扱う線状フィードの給電部を機械的に移動させることによってビーム走査を行う。同レーダーの反射鏡は球面になっており、天頂から 20° の範囲内で任意の方向にビーム走査することができる [Gordon and LaLonde, 1961]。

10.2.2 CO-CO アレーアンテナを用いたレーダー

アレー型アンテナを用いたレーダーの中には、同軸ケーブルで構成する CO-CO (coaxial colinear) アレーアンテナを用いるものがある。CO-CO アレーアンテナでは、同軸ケーブルの外皮と芯線を半波長ごとにひねって等価的に半波長のダイポールを形成し、これを素子アンテナとする。図 10.3(a) に示すのはポータブル型 CO-CO アレーアンテナの CO-CO アレー素子の実装例である [Balsley and Ecklund, 1972]。図中の A は同軸ケーブル取付部、B は給電部、C は素子アンテナ間の接続を示す。B の給電部は平衡不平衡変成器 (balun) および $1/4$ 波長の整合変成器で構成される。C の隣り合う素子間では、同軸ケーブルの外皮と芯線を交互に接続する。B、C には防水加工が施される。このような CO-CO アレー素子や素子アンテナの給電方式は、大開口のアレーアンテナを簡便に設置、展開する

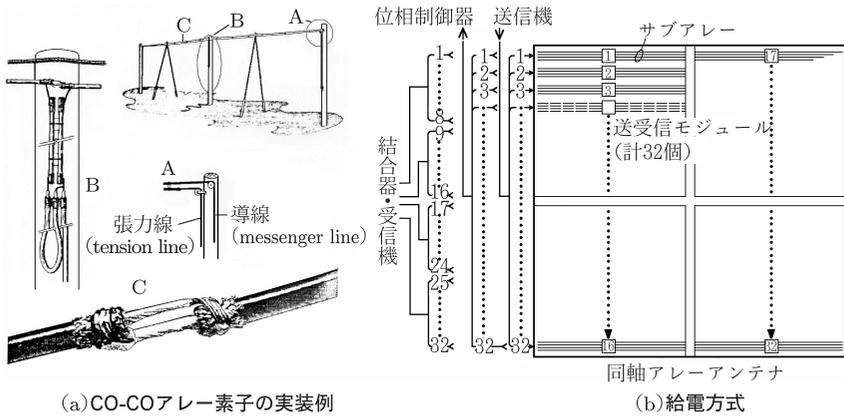


図 10.3 CO-CO アレーアンテナの (a) アレー素子実装例と (b) ポーカーフラットレーダーアンテナの給電方式. (a) は Balsley and Ecklund [1972] より, (b) は Balsley et al. [1980] より改変

のに適しており、米国アラスカ州のポーカーフラット (Poker Flat) レーダーをはじめ多くの大型レーダーで用いられている。このレーダーの例では、アンテナ開口 $200 \text{ m} \times 200 \text{ m}$ 、周波数 49.9 MHz 、開口面積・平均電力積 $5.1 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{m}^2$ である。(b) は同レーダーの CO-CO アレーアンテナの給電方式例を示す [Balsley et al., 1980]。このアンテナは、4 面のサブアレーアンテナからなり、それぞれのサブアレーアンテナはそれぞれ 1 組で 8 個、計 2 組 16 個の給電点を持つ。1 組の CO-CO アレーで鉛直および北向きビームを、ほかの 1 組で鉛直および東向きビームを形成している。また、各給電点からそれぞれ 4 本の同相の CO-CO アレーアンテナに給電される。さらに、1 本の CO-CO アレーアンテナは 48 個の等価半波長ダイポールからなる。したがって、アンテナ全面では 64 個の給電点を持ち、これに接続された計 256 本の CO-CO アレーアンテナで、等価的に計 12288 素子の半波長ダイポールからなる大型アレーアンテナを構成している。

なお、本例ではアンテナ全面を 4 分割したサブアレーごとに独立したレーダービームを異なる方向に向けて同時に観測することも可能である。同レーダーはポーカーフラットのプロジェクトが終了した後、4 分割され、それぞれ 1980 年代半ばに、赤道近傍のピウラ (ペルー)、赤道太平洋域にあるクリスマス島 (キリバス)、ボンベイ島 (ミクロネシア)、およびビアク島 (インドネシア) に分散配置された。NOAA の B. B. Balsley や K. S. Gage らはこれらのレーダーを中心に太平

洋横断レーダーネットワーク (Trans-Pacific Profiler Network; TPPN) を構築し、エルニーニョに伴う熱帯の大気大循環の研究で成果を挙げた [例えば Gage et al., 1991; 1996].

10.2.3 MU レーダー

概要 MST レーダーの代表的な例が、1984年に京都大学が滋賀県甲賀市信楽町に建設したMUレーダーである [Fukao et al., 1980a, 1985a, b, 1990]. 送信周波数は、先に述べたように中層大気全域を観測するために、VHF帯の46.5 MHzを用いている. 同レーダーはまた、中層大気のほかにISレーダーとして超高層大気 (upper atmosphere) の一部も観測できる [Sato et al., 1989] ことからMUレーダー (Middle and Upper atmosphere radar) と名付けられた [Kato et al., 1984]. アンテナ開口面積は8330 m²で、直径103 mの開口面に素子アンテナが475本配置されている. 図10.4にMUレーダーの全景を示す.

特長 このレーダーは従来の大気観測用大型レーダーと大きく異なり、それぞれの素子アンテナが半導体化された独立の送受信モジュールと1対1で接続される



図 10.4 京都大学 MU レーダーの全景. 滋賀県甲賀市信楽町の国有林内に設置されている

表 10.1 MU レーダーの主要諸元

設置場所	滋賀県甲賀市信楽町 (34.85°N, 136.10°E)
レーダー形式	アクティブフェーズドアレーレーダー
送受信周波数	46.5 MHz
アンテナ開口	8330 m ² , 直径 103 m
素子アンテナ	直交 3 素子八木アンテナ, 475 本
ビーム幅	3.6° (電力半値幅)
ビーム方向	全方向
最短ビーム切替時間	200 μs
偏波	円偏波
ピーク送信電力	1 MW
平均送信電力	50 kW (最大)
帯域幅	3.5 MHz
パルス幅	0.5 ~ 512 μs 可変
パルス繰り返し時間	200 μs ~ 65 ms 可変
受信機 IF 周波数	5 MHz
A/D 変換	14 ビット × (25 + 4) チャンネル
パルス圧縮	符号長 32(最大), バーカー符号, 相補系列符号, スパノ符号

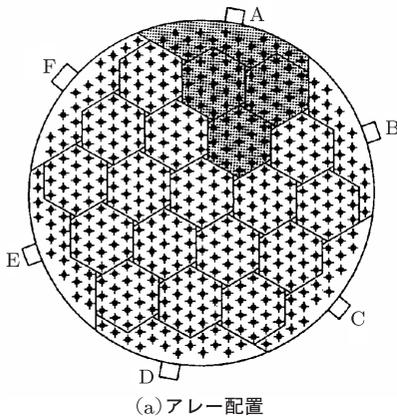


図 10.6 MU レーダーのアンテナ配置および素子アンテナ。(a) の陰影部は、ブース A に送受信モジュールが収納されている 4 つの小アンテナ群を示す

うにアンテナ面を 25 組の小アンテナ群に分割することが可能である。従来、受信機は 4 系統あったことから、小アンテナ群を単一で、あるいは複数群組み合わせ

表 10.2 MU レーダーによる対流圏から中間圏までの観測の基本パラメータ

	対流圏	成層圏	中間圏
観測時間帯	終日	終日	昼間 (8 時~16 時)
観測範囲	2 ~ 19 km	5 ~ 24 km	60 ~ 98 km
ビーム方向	天頂 北, 天頂角 10° 東, 天頂角 10° 南, 天頂角 10° 西, 天頂角 10°	天頂 同左 同左 同左 同左	天頂 同左 同左 同左 同左
高度分解能	150 m	150 m	600 m
パルス繰り返し時間	400 μ s	400 μ s	1460 μ s
パルス圧縮	単パルス	16 ビット	16 ビット
	—	相補系列符号	同左
コヒーレント積分回数	38	38	10
インコヒーレント積分回数	5	6	6
FFT 点数	128	128	128

て、それぞれ受信系統に接続させることにより、計 4 組の独立した小型レーダーとして同時に動作させることができた。さらに、2004 年に 25 組の小アンテナ群のそれぞれに独立した受信機 25 系統が設置され、25 組の小型レーダーとして同時に動作させることが可能になった。これらの機能を用いると、アンテナ全体で送信し、散乱電波を個々の小アンテナ群で同時に受信することが可能で、さらに多様な観測が実現すると期待されている。例えば、それぞれの小アンテナ群で受信された散乱電波の微小な位相差から乱流の微細な構造を知る干渉計法による観測やレーダー映像法による観測である。MU レーダーによる対流圏から中間圏までの観測の基本パラメータを表 10.2 に示す [Fukao et al., 1990]。

アンテナ系 図 10.6(a) は素子アンテナ配置を示す。アンテナフィールドの外周には、送受信モジュールを収納した 6 基のブースが (a) の A~F に示すように設置されており、送受信モジュールと対応する素子アンテナとの間には同軸ケーブルで接続されている。素子アンテナは同図 (b) に示す直交 3 素子八木アンテナで、4.5 m 間隔、すなわち 0.7 波長間隔の正三角形グリッド上に、アンテナ支柱を天頂に取り、また各素子の面を正確に東西および南北に向けて配置されている。

基準信号発生 MU レーダーは、1 組のペアパルスを用いる場合にドップラー速度を 0.1 m s^{-1} 程度の精度で計測することを目標にしている。このために許容される周波数偏差 Δf は、送信周波数 f および速度誤差 Δv を用いて

$$\Delta f = \frac{2f}{c} \Delta v \quad (10.1)$$

で示される。ただし c は光速を示す。いま、 $f = 46.5 \times 10^6 \text{ Hz}$ 、 $\Delta v = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ を代入すれば、上式から $\Delta f = 3.1 \times 10^{-2} \text{ Hz}$ となる。すなわち、周波数短期安定度 s_f は、 $s_f \leq (3.1 \times 10^{-2}) / (46.5 \times 10^6) \simeq 6.67 \times 10^{-10}$ が必要である。これを実現するため、基準信号発生器 (前出の局部発振器と同じ) として当初は高安定周波数標準器のルビジウム発振器が用いられていたが、現在では GPS 受信信号に代わっている。レーダーの送信 IF 信号のほか各種のタイミング信号は、この基準信号発生器出力をもとに生成される。

変調 送信出力をパルス圧縮するために、変調器はパルス圧縮符号を用いて送信 IF 信号を 0° または 180° に位相変調を行う。パルス圧縮符号には、最大 32 ビットまでの任意の符号が使用できるが、通常は次のいずれかが選択される

- (1) バーカー符号 (7, 11, 13 ビット)
- (2) 相補系列符号 (16, 32 ビット)
- (3) 擬似バーカー符号 (28 ビット)
- (4) スパノ符号 (8, 16 ビット)

送信 IF 信号や局部発振器信号などのアナログ信号は前述の A~F のブース単位に 6 分配され、それぞれのブースの送受信系に送られる。

送受信系 送受信モジュールでは、変調器で得られた 5 MHz の送信 IF 信号と局部発振器出力の 41.5 MHz の信号から、送信周波数 46.5 MHz の送信種 (たね) 信号を生成する。出力 1 mW の送信種信号が順次増幅され、エクサイタ (exciter) を通して 180 W まで増幅され、次いで電力増幅器 (power amplifier; PA) で 2.4 kW まで増幅される。この出力は、送受信切替器と同軸ケーブルを経て対応する素子アンテナに送出される。送受信モジュールおよび送受信系の装置を収納したブース内部の様子を、それぞれ図 10.7(a) および (b) に示す。PA からアンテナまでの間でケーブルなどの電力損失があるため、475 本のアンテナから放射されるレーダー送信出力はこれらの合成電力で 1 MW となる。各アンテナで受信された後方散乱信号は、上述と逆の経路を経て 5 MHz の IF 受信信号に変換される。

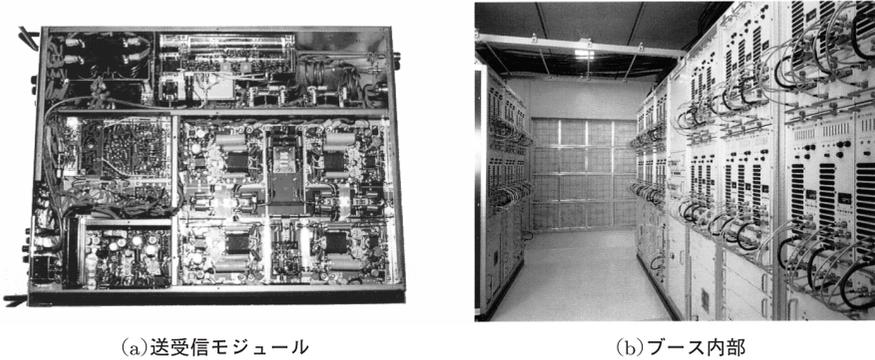


図 10.7 MU レーダーの送受信モジュールと送受信系の装置を収納するブースの内部

復調 受信 IF 信号は A/D 変換されてデジタル信号となる。デジタル化された信号は位相検波され、各チャンネルの I, Q 信号ごとに自己相関器でパルス圧縮される。これらの I, Q 信号は別々にコヒーレント積分される。コヒーレント積分は、アンテナビーム方向、受信チャンネル、および測定高度別に行われる。

信号処理 復調部でコヒーレント積分された受信信号に対して、FFT や自己相関関数などの計算処理が行われる。これらの 1 次処理結果としてパワースペクトルが得られる。信号処理部では、さらにインコヒーレント積分によって検出能が改善される。こうして得られた平均化されたスペクトルデータから、エコー強度、ドップラー速度、速度幅の算出などの 2 次処理が行われる。

RASS の構成 MU レーダーには大気温度を測定する RASS が装備されている。RASS は、複数の音波発射装置と制御装置から構成され、周波数 80~108 Hz の音波を用いて高度 1.5~20 km の高度域で大気温度のプロファイルを求めることができる。図 10.8(a) は音波発射装置の外観、同図 (b) はその構成を示す。音波発射装置の中には、直径約 38 cm (15 インチ) のラウドスピーカーが 2 本入っている。それぞれの最大入力値は連続 400 W、また 1 対のラウドスピーカーの最大出力は 130 dB (9.6 W m^{-2}) である。同図 (b) の右下部の出力部から発射された音波は、底板で反射し、球面波となって上方に放射される [Adachi, 1996]。

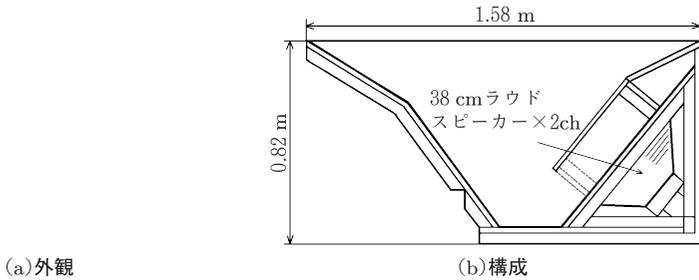


図 10.8 MU レーダー・RASS の音波発射装置. Adachi [1996] より改変

10.2.4 赤道大気レーダー

概要 京都大学がインドネシア共和国航空宇宙庁 (LAPAN) の協力を得て 2001 年に同国西スマトラ州の赤道上に完成させた赤道大気レーダー (Equatorial Atmosphere Radar; EAR) は, MU レーダーと同周波数帯の大型大気観測用ドップラーレーダーである [Fukao et al., 2003]. 図 10.9 に EAR のアンテナフィールドを示す. このレーダーは, 高度 1.5 km から 20 km までの対流圏から下部成層圏, および高度 90 km 以上に分布する電離圏イレギュラリティなどの広い高度範囲を観測対象としている. 地表付近から電離圏に至る観測によって赤道域大気の力学的上下結合を明らかにすること, 赤道大気波動や積雲対流の観測と総合することによ



図 10.9 インドネシア共和国西スマトラ州に建設された京都大学の赤道大気レーダー (EAR)

表 10.3 赤道大気レーダー (EAR) の主要諸元

設置場所	インドネシア共和国西スマトラ州 (0.20°S, 100.32°E)
レーダー形式	アクティブフェーズドアレーレーダー
送受信周波数	47.0 MHz
アンテナ開口	直径 110 m
素子アンテナ	3 素子八木アンテナ, 560 本
ビーム幅	3.4° (電力半値幅)
ビーム方向	天頂から 30° までの任意方向
最短ビーム切替時間	200 μ s
偏波	直線偏波
ピーク送信電力	100 kW
平均送信電力	5 kW (最大)
パルス幅	0.5~256 μ s 可変
パルス繰り返し時間	200 μ s ~ 10 ms 可変 (200 μ s 毎)
A/D 変換	14 ビット \times 2 チャンネル
パルス圧縮	符号長 16 (最大), バーカー符号, 相補系列符号, スパノ符号

てオゾンや水蒸気などの輸送機構やエルニーニョなどの気候変動につながる地球大気変動の基礎過程を明らかにすることが期待されている。

EAR は, 560 本の 3 素子八木アンテナを直径約 110 m の略円形フィールドに配置し, それぞれのアンテナに送受信モジュールを持つアクティブフェーズドアレー構成を取っている. 送受信周波数は 47 MHz に設定されている. レーダービームは, コンピューター制御により最短 200 μ s ごとの高速で走査することが可能である. アレーアンテナ部, 送受信装置, 変復調装置, 信号処理装置, データ処理装置などで構成されている. 主要諸元を表 10.3 に示す.

アレーアンテナ部 3 素子八木アンテナの素子アンテナが, アンテナ開口面内に 1 辺 4.5 m の正三角形の格子状に配列されている. ビーム幅は 3.4°, 指向性利得は 33 dB 以上である.

変調と送信信号の生成 EAR のシステム構成を図 10.10 に示す. 観測棟内の前置処理装置で, 基準信号として安定な水晶発振器出力または GPS 信号をもとに 10 MHz と 37 MHz の COHO 信号と STALO 信号が生成される. COHO 信号は変調器でパルス変調された後, さらに符号変調されて IF 周波数の送信信号となる. 周波数変換部はこれを STALO 信号と混合して最終の送信周波数の信号に変換し,

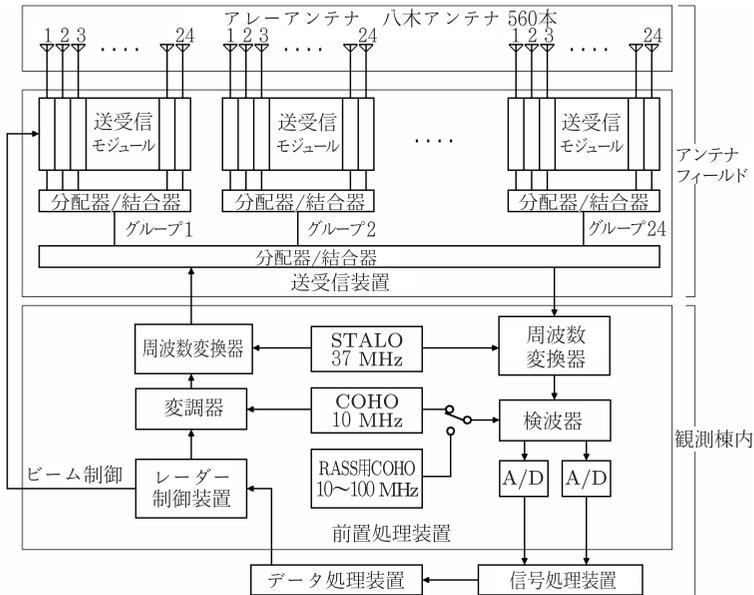


図 10.10 赤道大気レーダー (EAR) のシステム構成. Fukao et al. [2003] より改変

アンテナフィールドに設置された送受信装置に送出する。送信信号は、送受信装置内の初段の分配器/結合器で 24 分配され、分配されたそれぞれの送信信号はさらに第 2 段の分配器/結合器で 24 分配され、送受信モジュールに入力される。アンテナフィールドには、このほか同図には示されていないが第 2 段の分配器/結合器と対になった 24 個の電源収納架があり、1 個の電源収納架が概ね 24 個の送受信モジュールの電源供給、制御を担当することで 560 個の送受信モジュールから増幅後の送信信号が素子アンテナに供給される^{注 3)}。

送受信モジュール 送受信モジュールのピーク出力は 180 W で、その出力を素子アンテナに送出する。途中の損失を考慮したアレーアンテナ部でのピーク合成出力は概ね 100 kW となる。送受信モジュールは図 10.11(a) に示すようにアンテナ基部に取り付けられており、送信系の増幅器、受信系の増幅器、送受信系統切

注 3) 送信信号は 24×24 分割されるが、アンテナパターン形成への影響が少ない外縁部の 16 個分を省いた計 560 個の送受信モジュールと素子アンテナが実際に設置されている。

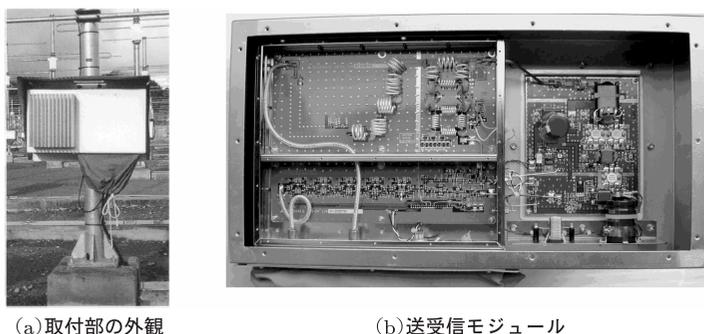


図 10.11 赤道大気レーダーの送受信モジュール

替の半導体スイッチ，および送受信系に共通する位相制御のための移相器などで構成される．送受信モジュールを同図 (b) に示す．

信号受信と信号処理 受信時には，送受信モジュールでは受信ビームを形成するように移相器に位相変化が与えられ，所要の電力レベルまで増幅された受信信号が受信信号処理部に送られる．受信信号処理部はスーパーヘテロダイン受信機により受信信号を STALO 信号と混合して IF の受信信号とし，増幅，位相検波を行う．次いで A/D 変換後，信号処理装置で変調符号の復号，コヒーレント積分，FFT，およびインコヒーレント積分を行い，パワースペクトルをデータ処理装置に送出する．

データ処理装置 コンピュータおよび周辺機器で構成される．信号処理装置から入力されるパワースペクトルから，エコー強度，ドップラー速度，および速度幅を算出する．また，複数のレーダービーム走査結果をもとに上空の風ベクトルを算出，記録する．さらに，レーダー全系の制御，監視，モニターを行う．これらの各種データは衛星通信回線を通して日本に送られている．

10.3 ウィンドプロファイラー

MST/ST レーダーの開発を先駆的に進めた米国海洋大気庁 (National Oceanic and Atmospheric Administration; NOAA) 超高層物理学研究所やドイツのマツ

クス・プランク (Max Planck) 超高層物理学研究所のグループの技術的成果は、現在それぞれ共同で研究に当たってきたメーカーから『ウインドプロファイラー (Wind Profiler)』として市販されている。またオーストラリア・アデレード大学のグループも会社を設立して ST レーダーなどの大気レーダーを世界中に販売している。これらのレーダーでは、上限高度や分解能を許せるだけ犠牲にしてアンテナ規模や送信出力を小さくし、素子アンテナを簡便な CO-CO アレーなどで構成することにより、装置価格や設置に要する経費を抑える工夫が凝されている。

10.3.1 米国のウインドプロファイラーネットワーク

概要 既に米国 NOAA は短時間気象予報精度の向上を目指して米国中西部を中心に 404 MHz ウインドプロファイラーを主な構成レーダーとする実験ネットワーク (NOAA Profiler Network; NPN) を建設し、1992 年より運用を始めている。図 10.12 に示すように、その数は現在 18 州 35 基になっている^{注 4)}。観測データは GTS (Global Telecommunication System; 全球通信システム) に毎時配信される

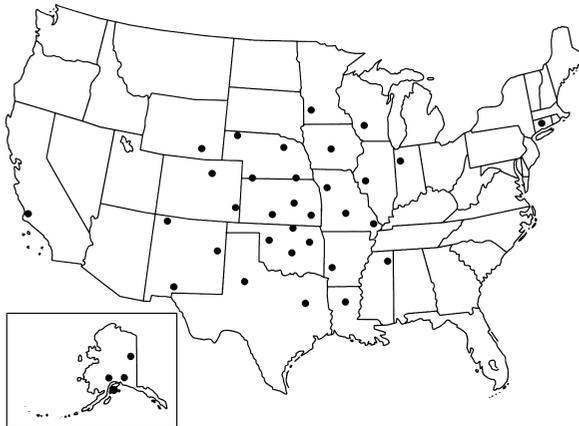


図 10.12 米国 NOAA の 404 MHz ウインドプロファイラーネットワーク

注 4) 32 基の 404 MHz レーダーが米国中部などに、3 基の 449 MHz レーダーがアラスカ州に設置されている。なお、404 MHz は人工衛星の海難救助用信号に用いられており、これとの干渉を避けるため 409 MHz へ移行させることが議論されている。

図 10.13 NPN プロファイラーと RASS. コロラド州 Platteville での設置例 [<http://www.profiler.noaa.gov/jsp/>]

とともに、インターネット上で公開されている。図 10.13 に NOAA のウィンドプロファイラー (NPN プロファイラー) および RASS の外観例を示す。

システム構成 NPN プロファイラーの構成を図 10.14 に示す。レーダー波長は 74 cm で、送信機、受信機、信号処理装置、データ処理装置などのレーダーサブシステム、分配器/結合器、ビーム制御ユニットの各機器は機器室 (図 10.13 中央右の白いキャビネット) に収納されている。送信出力は 6 kW で、パルス幅は 3.3 μs (low mode) と 20 μs (high mode) のいずれかが選択できる。受信信号のスペクトル解析には 128 点の FFT が用いられている。

アレーアンテナ部 アンテナ開口は 40 フィート \times 40 フィートで、直交する 2 組の CO-CO アレーで構成されるパッシブアレーアンテナ (passive array antenna) である。レーダービームの放射方向は鉛直、北向き、および東向きの 3 方向で、1 組のアレーによって鉛直方向と北向きビームが、他組のアレーによって鉛直方向と東向きビームが形成される。各組の CO-CO アレーはそれぞれ 20 列から成り、6 kW の送信出力がまず 5 分配され、さらに 4 分岐されて各列に供給される。ビーム走査角は天頂から約 16° である。

NOAA 実験ネットワークの RASS パラボラアンテナの 1 次ホーンに相当するスピーカから出力された音波は、パラボラ面で反射され、空間に放射される。音

図 10.15 欧州のウィンドプロファイラーネットワーク. <http://www.met-office.gov.uk/research/interproj/cwinde/profiler/index.html> より改変

10.4 下部対流圏レーダー

ST レーダー, T レーダーは小型化されてはいるが, それでもなお比較的大きな電力を放射する. このため, 送信信号の受信部への漏れ込みなどにより, レーダー近傍の大気圏最下部 (地上から 1 km 程度; 大気境界層の主要部) は観測が事実上不可能である. これに加えて, 大気境界層の人間活動における重要性に対する認識が高まりこの高度域の観測が求められたことから, 1980 年代末から ST レーダーをさらに小型化する研究開発が進められてきた.

10.4.1 境界層レーダー

可搬性に優れた境界層レーダー (BL レーダーまたは BLR) は, 初めから小型・可搬に重点を置いて設計・開発が進められたので, 周波数も主として 900 MHz 帯～マイクロ波帯などが選定され, アンテナや送受信機なども小型で比較的安価な商用品を利用する工夫がなされた. さらに, ここでも RASS を付置して温度プロファイルを取得することが, 早い段階から設計に盛り込まれた. 最初に完成させたのは米国 NOAA の Ecklund et al. [1988] で, 送信周波数は UHF 帯 915 MHz を用いている. 一方, 我が国でも京都大学と通信総合研究所 (現独立行政法人情報

図 10.16 初期に開発されたパラボラアンテナを用いた BL レーダーの外観 [Hashiguchi et al., 1995]

図 10.17 3.05 GHz BL レーダーアンテナの外観 [Yamamoto et al., 2002]

通信研究機構) の両グループが 1990 年頃に相前後していずれも L 帯 1357 MHz を用いた BL レーダーを独立に完成させている [Hashiguchi et al., 1992; Nakamura and Masuda, 1992]. 図 10.16 に示すのは京都大学の BL レーダーで、直径 2 m のパラボラアンテナ 3 台を持ち、ピーク出力 1 kW の送信出力を各アンテナから順次切り替えて放射し、風ベクトルのプロファイルを連続観測することに成功した.

図 10.17 に示すのは、さらに高い 3.05 GHz 帯の送信周波数で動作する BL レーダーのアンテナ部の写真である [Yamamoto et al., 2002]. 同レーダーは平面パッチアレーアンテナを用いており、可搬性が高く、移動に伴う振動などの衝撃に強い利点がある. 900 MHz 帯, 1.3 GHz 帯, および 3.05 GHz 帯では、降雨エコー

が強いため雨天時の鉛直流観測が困難になるが、降水粒子の落下速度の影響を受けない水平風速測定についてのみ考えた場合は降水粒子をトレーサーとして利用できるため、その存在はかえって好都合である。

なお、米国では既に約 100 台の境界層レーダーが州政府や地方の消防署により運用され、逆転層や森林火災などの監視と予報に用いられている。これらのレーダーは特に Cooperative Agency Profilers (CAPs) と呼ばれている。

10.4.2 下部対流圏レーダー

いくつかの境界層観測用レーダーの開発を経て、可搬性の特長を残した上でより大型にして、観測領域を下部対流圏全域に拡大することを目指して開発されたのが下部対流圏レーダー (LTR) である [Hashiguchi et al., 2004]。このレーダーは、我が国気象庁が全国展開している「ウィンドプロファイラーネットワーク」を構成するレーダーとしても採用されている。

LTR の構成 LTR はアンテナ、送受信モジュール、送信機、受信機、およびデータ処理装置から構成される。表 10.4 に LTR の主要諸元を示す。アンテナ部には

表 10.4 下部対流圏レーダー (LTR) の主要諸元. Hashiguchi et al. [2004] より改変

送受信周波数	1357.5 MHz
アンテナ形式	フェーズドアレーアンテナ
アンテナ開口	約 16 m ² (4 m × 4m)
ビーム幅	4.0° (電力半値幅)
ビーム方向	5 方向 (天頂, 東西南北)
ビーム天頂角	45° 以内で任意
アンテナ利得	33 dB
偏波	直線偏波
ピーク送信電力	2 kW
平均送信電力	428 W (最大)
帯域幅	10 MHz
パルス幅	0.67, 1.0, 1.33 μs (切替)
パルス繰り返し間隔	25, 50, 100 μs (切替)
距離分解能	100 m (最小)
時間分解能	30 s~1 分
観測高度範囲	100 m~数 km

図 10.18 (a) LTR のフェーズドアレーアンテナ，開口 $4\text{ m} \times 4\text{ m}$ ．(b) 素子アンテナ部は放射ダイポールを同軸外皮導体と一体形成．Miyashita et al. [1999] より改変

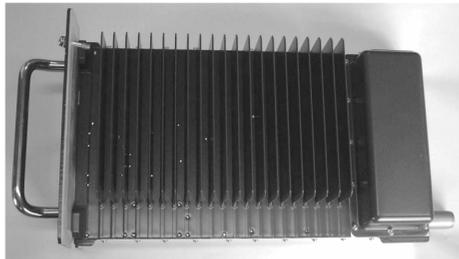


図 10.19 LTR の送受信モジュール (出力 200 W) の外観

図 10.18(a) の上部に示す $4\text{ m} \times 4\text{ m}$ のフェーズドアレーアンテナが用いられている．ビームは天頂および $\pm 45^\circ$ の範囲内の任意の天頂角で東西南北の 5 方向に高速で走査可能である．素子アンテナは同図 (b) に示す電磁結合同軸ダイポールで構成されている [Miyashita et al., 1999]．同図 (a) の手前は送受信モジュール部で，図 10.19 に示す出力 200 W の送受信モジュールが E 面と H 面でそれぞれ 12 個，合計 24 個収納されている．合成出力の送信時ピーク出力は 2 kW であり，初期に開発された BL レーダーの 2 倍の出力である．さらに，最大 8 ビット長の相補系列符号によるパルス圧縮が可能のため，ピーク送信電力は BL レーダーに対

して等価的に最大で 16 倍の高出力を実現している。また、送受信モジュールをアンテナ近傍に設置する構成として、経路での電力損失を最小限に抑えている。一方、経験的にアンテナ面を低くするとグラウンドクラッターを抑圧できることが知られているため、アンテナ高を 20 cm 以下にしている。パルス圧縮の符号系列には、8.3.4 項で述べたスパノ符号を用いることによって、レーダー直近のデータが利用できないという従来のパルス圧縮の課題の解決を図っている。また、COHO の周波数をオフセットすることにより、RASS 法を用いた温度測定も可能である。

10.4.3 気象庁のウィンドプロファイラーネットワーク

気象庁は、1.3 GHz 帯の下部対流圏レーダー (LTR) を全国 31 カ所に配置し、中央監視局によって集中的に制御・監視するウィンドプロファイラーネットワークを完成させている [加藤ほか, 2003]。公式には局地的気象監視システムと名付けられたこのシステムは、前出のアメダスに対比させて、WINDAS (WInd profiler Network and Data Acquisition System) とも呼ばれている。図 10.20 に代表的な設置例を示す。建築物の近くに設置される場合などには、電波干渉を避けることやグラウンドクラッターを抑圧することを目的に、同図に示すような電磁遮へいフェンスが設置される [Rao et al., 2003]。

WINDAS は、高度 200 m から約 5 km までの風ベクトルを 100 m から 600 m

図 10.20 気象庁 WINDAS を構成するウィンドプロファイラー (LTR) の設置例 [気象庁提供]

図 10.21 気象庁 WINDAS ウィンドプロファイラー (LTR) の設置場所 [気象庁提供]

の高度分解能で 10 分ごとに観測する。現在、WINDAS ウィンドプロファイラーは図 10.21 に示すように全国に 31 カ所展開されており、中央監視局が 1 時間ごとにこのデータを集信している。観測データは中央監視局で品質チェックを施されたのち、数値解析予報システム (NAPS) に送信される。NAPS では、この観測データを現業のメソ数値予報モデルの初期値として利用し、豪雨や豪雪をもたらすメソスケール気象の予報精度向上を図っている。また、全国の気象官署ではこれらのデータを活用して、上空の風向・風速の連続的な変化を把握し、適時的確な注意報・警報および予報を発表するのに役立てている。

第11章 気象レーダーによる観測

気象災害の多くは台風，局地的な集中豪雨，雷雨，トルネード (tornado) やウィンドシヤー (wind shear) などの擾乱現象によって引き起こされている。これらの気象擾乱の細部構造を把握する上で，気象レーダー観測はメソ気象学的解析と共に重要な役割を果たしてきた [例えば Houze, 1993]。本章では，8.1.5 項で示した各種のアンテナ走査により観測された擾乱現象の代表例を示す。

11.1 気象レーダーによる降雨観測

気象レーダーによる降雨観測の概念を図 11.1 に示す。見通しのよい場所に設置されたレーダーから発射された電波は，雨滴や雲中の水滴によって散乱される。雲中の水滴は高高度では氷結し，雪片となっている。この雪片は，融解層^{注1)}と呼ばれる， 0°C 高度の直下にある厚さ数百 m の層を通過して落下する途中で融解して雨滴となる。雪片が融解し始めると形状が縮まり雨滴のように小さくなるが，初段階では粒子の表面のみが融解し，あたかも大きな粒径の水滴が存在する

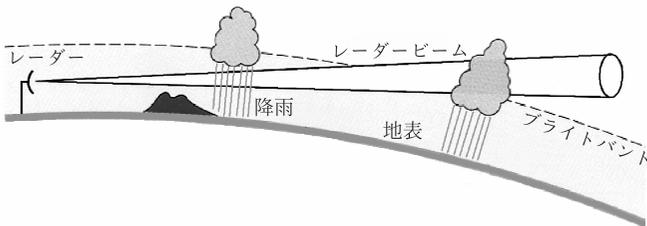


図 11.1 レーダーによる降雨観測の概念図

注 1) 融解層の高度は，中緯度帯では 2000～4000 m 前後であるが，地表面の温度によるほか，上空の寒気の変化によっても変化する。

図 11.2 気象レーダーで観測された温帯低気圧の例 [気象庁提供]

ように見える。このため、レーダーでは融解層の雲は強いエコーの帯として観測される。これをブライツバンド (bright band) と呼んでいる。ブライツバンドでは、見かけ上同一の粒径の氷粒よりもレーダー反射因子が大きく観測される点に注意が必要である。

レーダーエコーの表示 気象レーダーの特色は、広範囲な空間を、時間的に連続してリアルタイムで観測できることにある。図 11.2 は、気象レーダーで観測された温帯低気圧による雨域の平面分布の例である。(a) は半径 300 km の範囲を前出の図 8.3 に示した PPI 走査によって観測した結果を、従来広く使用されてきたアナログ指示器に表示したものである。レーダー位置は指示器の中心にあり、白く光る領域が降雨などのレーダーエコー域である。この段階では、何ら信号処理が加えられていないため、グラウンドクラッターも含まれている。画面中央のレーダー近傍の白い領域がグラウンドクラッターである。(b) は (a) のデータに対してグラウンドクラッター除去処理を施した結果を示す。(a) に見られたレーダー近傍のグラウンドクラッターが除去され、一方、降雨域はそのまま表示されていることが分かる。

降雨の発達と衰弱 次節で詳述するメソスケールの対流システム (mesoscale convective system; メソ対流系, あるいは中規模対流系) のエコー強度を模式的に表すと図 11.3 のようになる [Leary and Houze, 1979]。図中の左列は PPI 走査, 右列は RHI 走査によって得られるレーダーエコーに対応する。(a), (b), (c), お

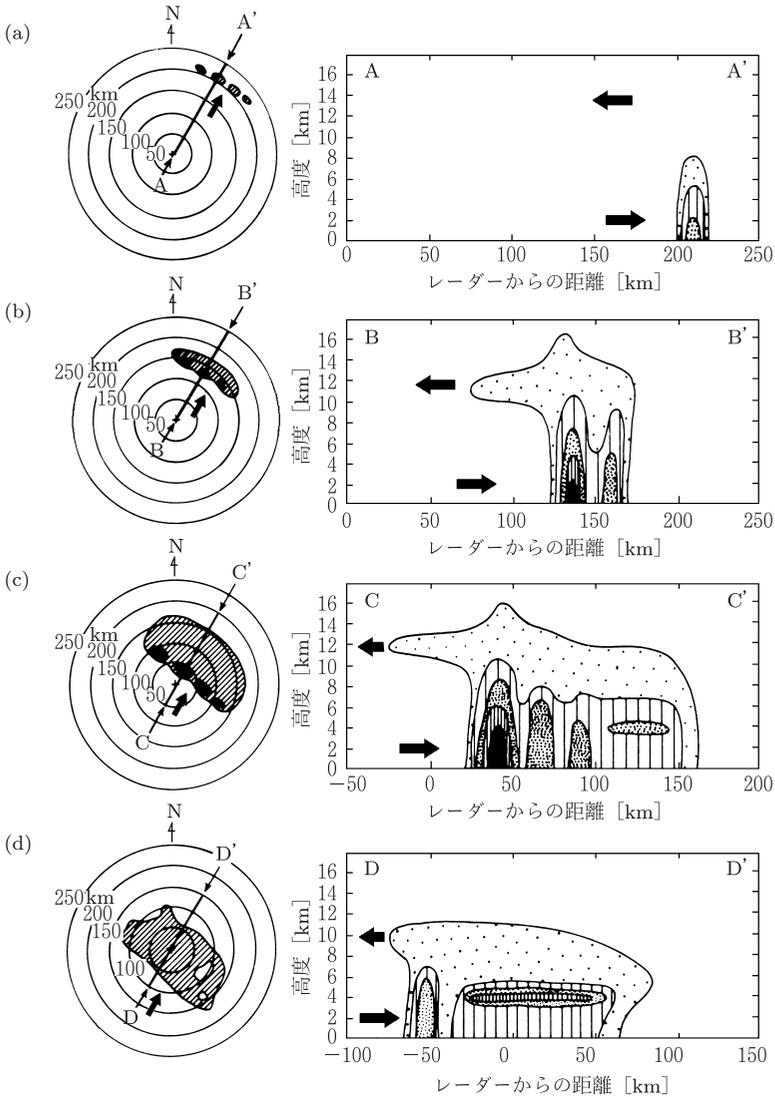


図 11.3 レーダーで観測されたメソ対流系の模式図、左列の水平分布図の A-A' などに対応する鉛直断面のエコー強度を右列に示す。(a)、(b)、(c)、および (d) はそれぞれ発達期、活発期、成熟期、および衰弱期に対応する。図中の矢印は風の流れの方向を示す。Leary and Houze [1979] より改変

よび (d) はそれぞれ発達期，活発期，成熟期，および衰弱期のものである．等高線の外縁はレーダーで観測可能な限界の微弱エコーを示し，内側の等高線では順にエコー強度が大きくなる．エコー強度の最も大きい領域は水平分布図，鉛直分布図とも同一の表示としている．それ以下の強度は鉛直分布図では 3 段階に分けているのに対し，水平分布図では 1 段階にまとめている．左列の水平分布図上の矢印は低層の風の方向を示す．また，右列の垂直分布図上の矢印は低層および上層の風の流れの方向を示す．(a) および (b) の段階では対流セルの成長が顕著であり，一方 (c) および (d) の段階では層状性降雨が顕著になる．

11.2 メソスケールの降雨

11.2.1 低気圧と前線の構造

低気圧に伴って気象レーダーでよく観測される線状エコー域は，降雨強度が比較的強く，ときには局地的豪雨をもたらすことがある．温帯低気圧は中緯度の偏西風帯に沿って発達する低気圧である．低気圧と前線帯付近で生成される主要な降雨帯 (rain band) に次のものがある [Houze et al., 1976; 武田, 1980].

1. 温暖前線降雨帯 (warm front rain band) : 地上の温暖前線に平行に並ぶ約 50 km の幅の降雨帯で，温暖前線前面の雲の先端部に現れる．
2. 暖域降雨帯 (warm sector rain band) : 温暖域に約 50 km の幅で見られる降雨帯で，寒冷前線と平行に並ぶ傾向を持つ．
3. 前駆寒冷前線降雨帯 (cold frontal-wide rain band) : 寒冷前線に平行に並ぶ幅約 50 km の降雨帯で，寒冷前線近くに現れる．
4. 寒冷前線降雨帯 (cold frontal-narrow rain band) : 地上の寒冷前線と一致する場所に現れる幅 5 km 程度の狭い降雨帯である．
5. 後面降雨帯 (post frontal rain band) : 前線帯の雲域の後方部にある対流雲域に現れる降雨帯である．

図 11.4 に示すのは，ワシントン大学の気象グループによる温帯低気圧の立体構造の概念図で，同図中の (1) ~ (5) は上述の各降雨帯に対応している [Hobbs, 1978; 浅井ほか, 1981]. それぞれの降雨帯の長さはいずれも数 100 km 程度であ

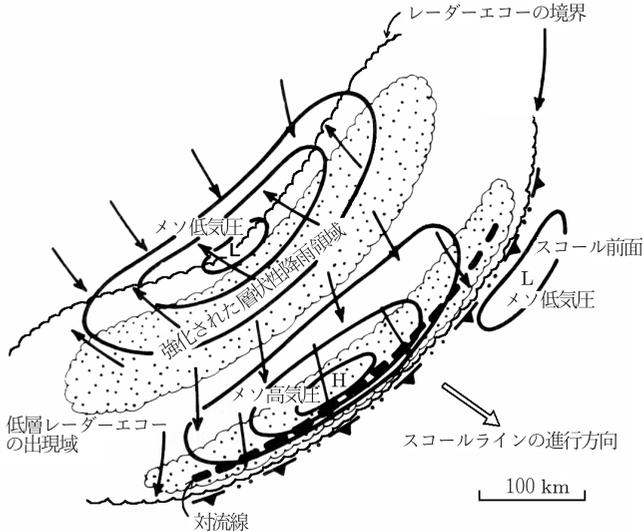


図 11.5 スクールラインとそれに続く層状性降雨領域の模式図。低層レーダーエコーの出現域を太波線、スクールラインに相対的な地上風の分布を矢印で示す。Johnson and Hamilton [1988] より改変

同図は、成熟期にあるスクールライン (squall line) ^{注3)} 内の地表付近での水平構造を示したもので、低層レーダーエコー、気圧と共にスクールラインに相対的な地上風の分布を矢印で示している。まず、先端部に強い対流性降雨の領域が見られる。発生した降水セルは進行する間に成長して成熟期に達し、やがて衰える。対流性領域の後には層状性の雲が長く延びていて、弱い降雨も見られる。レーダーエコーの水平分布は、前出の PPI 観測のほか SPPI 観測、CAPPI 観測などによっても得られ、図中に太波線で示すようにスクールラインからこれに続く層状性降雨領域の後縁までがレーダーエコーとして現れる ^{注4)}。

中緯度帯で見られるメソスケールの対流性降雨を気象レーダーで PPI 観測し

注 3) 線状に並んだ活発な降水セルが、その線に直角の方向に比較的速く移動するものをスクールライン、進行の遅いものを降雨帯と呼ぶ [小倉, 1999]。

注 4) 実際のレーダーエコー出現域は、レーダーの諸元、レーダー周波数などによって異なる。例えば 9.3 節で述べたミリ波レーダーを用いると、雲領域も観測できるが、一方強雨域では電波の減衰により観測域が狭められる。

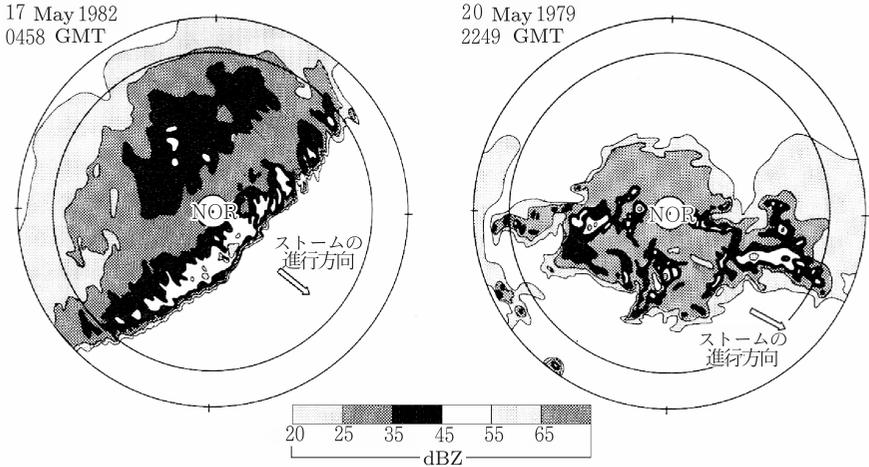


図 11.6 米国オクラホマ州 Norman (図中心の NOR) の NSSL レーダーにより異なる日に PPI 観測で得られたメソスケール対流性降雨のレーダー反射因子の水平分布例。3つの円周のレーダーからの距離は内側から順に 20, 200, 240 km. Houze et al. [1990] より改変

た例を図 11.6 に示す [Houze et al., 1990]. 米国オクラホマ州 Norman の NSSL (National Severe Storms Laboratory) レーダーにより低仰角で異なる日に観測された 2 例のレーダー反射因子の水平分布で、特に (a) は図 11.5 の模式図にはほぼ等しい結果になっている。メソ高気圧の前縁にあたる対流線に沿って 45 dBZ 以上の強いレーダー反射因子の領域が延び、一方、後方に続く層状性の雲は 20~45 dBZ 程度となっている。このような場合は、地上ではスコールラインの通過に伴ってシャワー性の強い降雨があり、その後 1~2 時間程度弱い降雨が続くのが普通である。

11.2.3 降雨域の鉛直断面

図 11.7 はスコールラインの進行方向に沿った鉛直断面の模式図である [Houze et al., 1989]. 図の左から右に進行するスコールラインの中の風の相対的な流れを細い実線で示す。また、最外縁部の波線は目視による雲の輪郭、太実線は RHI 観測や SRHI 観測でレーダーエコーが出現する領域を示す。黒および薄い陰影は、

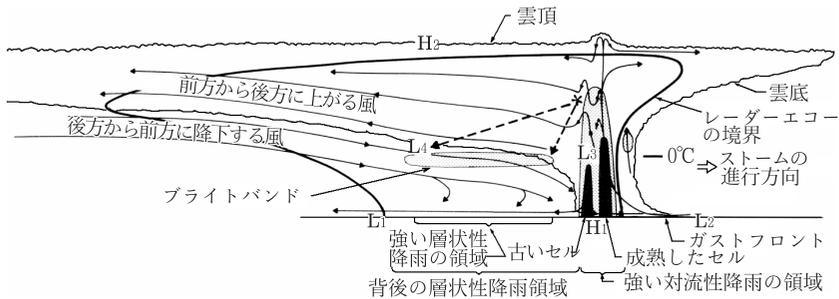


図 11.7 スコールライン進行方向に沿った鉛直断面の模式図。レーダーエコーの出現域を太実線で示す。図中の破線は降水粒子が落下する軌跡、H と L はそれぞれ相対的に気圧が高い領域と低い領域である。Houze et al. [1989] より改変

それぞれエコー強度が大きい領域およびやや大きい領域である。図中の破線は降水粒子が落下する軌跡、H と L はそれぞれ相対的に気圧が高い領域と低い領域である。同図の強い対流性降雨領域に続く層状性の雲域の中の薄い陰影部は、 0°C 層の直下にできるブライツバンドで、一般に数 100m の厚さである。11.1 節で触れたように、上層から併合や雲粒付着などで成長してきた降雪粒子は 0°C 層を通過する際に表面から融解するために、周囲に比べて高いレーダー反射因子が観測される。本図のような鉛直断面を観測することにより、対流性降雨と層状性降雨が区別できるほか、エコー内の対流現象などのさまざまな情報を得ることができる。

レーダー観測によって得られたスコールラインとそれに続く層状性降雨域の鉛直断面の例を図 11.8 に示す [Biggerstaff and Houze, 1993]。同図は、同一メソスケール降雨域の中の異なる場所^{注 5)} に設置した複数のドップラーレーダーで観測された結果を合成、平均した断面のレーダー反射因子と鉛直速度成分を示したものである。鉛直速度成分を $-0.9, -0.45, -0.15, 0.15, 0.45, 0.9, 1.5, 2.4, 3.6 \text{ m s}^{-1}$ の等値線で示す。破線は負の速度 (レーダーに近づく方向)、実線は正の速度である。なお、スコールラインは図の左から右に進行した。スコールラインに沿った領域では発達した降水セルが上昇気流で占められ、雲頂が最高高度に達する様子が明瞭に現れている。図 11.9 は、気象研究所の 9.8 GHz 可搬型ドップラーレーダーで観測された寒冷前線の例である [Sakakibara et al., 1991; 榊原, 2000]。

注 5) いずれもスコールラインの進行方向に対して 60 km の幅の中で設置された。

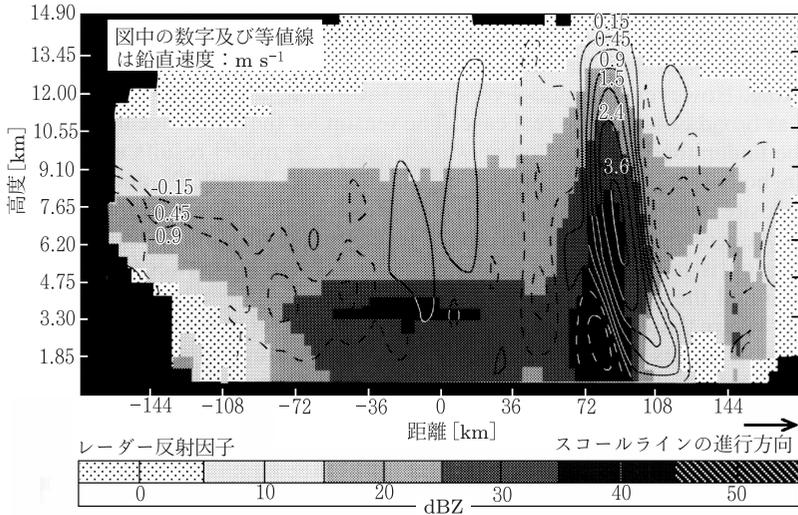


図 11.8 レーダー観測によって得られたスクォールラインとそれに続く層状性降雨域の鉛直断面。複数のレーダーによる観測結果を合成したものである。Biggerstaff and Houze [1993] より改変

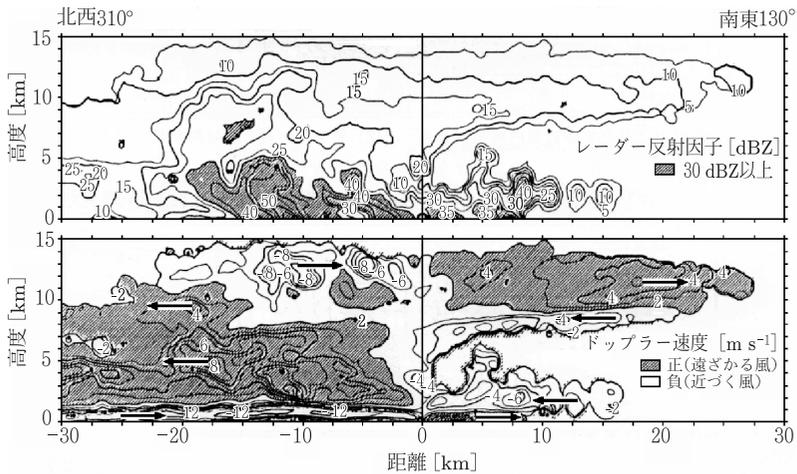


図 11.9 寒冷前線に直交する断面内のレーダー反射因子 (上段) とドップラー速度 (下段)。Sakakibara et al. [1991], 榎原ほか [2001] より改変

同図は前線にほぼ直交する南東 - 北西断面で、上段および下段はそれぞれレーダー反射因子およびドップラー速度を示す。レーダー反射因子の陰影部は 30 dBZ 以上の領域、ドップラー速度の陰影部はレーダーから遠ざかる風の領域である。前線は全体として南東に移動していた。上層にはかなとこ雲のエコー、下層の寒気の上には小規模な対流性エコーの発生が見られるほか、北西側 10 km 付近に最も活発な対流性エコーがある。ドップラー速度の分布では、先端付近では最下層に北西側から入る寒気、その上部には南東から北西に向かう暖気が見られる。同図には、図 11.4 の概念図のうち、左下部に近い暖域降雨帯、寒冷前線降雨帯、および後面降雨帯に相当する各降雨帯が含まれている。

11.3 積雲対流

11.3.1 大規模な雷雲

雷雨は、激しい対流活動により高く発達した雲頂と積乱雲の形態で特徴付けられる。レーダーエコーの鉛直断面は、これらの特徴をより鮮明に描き出すこと

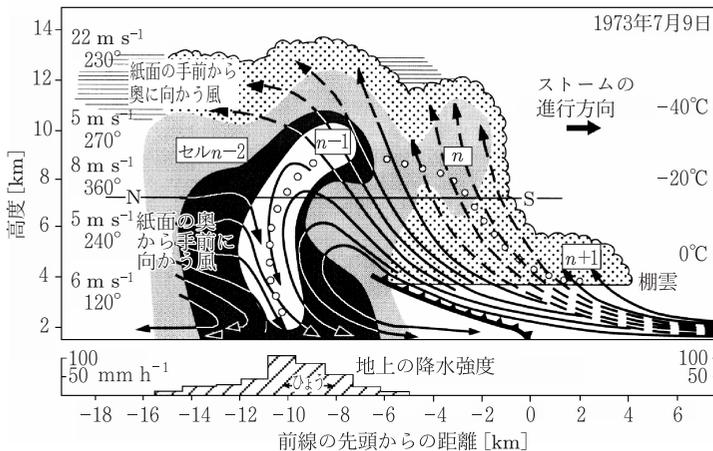


図 11.10 米国コロラド州でレーダーによって観測された、複数のセルを持つ雷雲の鉛直構造の模式図。 $n-2$, $n-1$, n , $n+1$ の順に発生、発達した。図中の白丸はひよりの粒子の成長から落下までの軌跡、実線および破線は風の相対的な流れを示す。Browning et al. [1976] より改変

ができる。図 11.10 は、米国コロラド州で複数の降水セル (multicell) から成る雷雲をレーダーで観測した結果をもとに、その鉛直断面を模式的に表したものである [Browning et al., 1976]。ストームは同図の左から右 (北から南) に移動し、 $n-2$, $n-1$, n , $n+1$ の順に発生、発達した。図中の実線および破線はストームの移動方向に相対的な風の流れを示す。実際の風の流れは 3 次元的であり、鉛直断面を手前から奥に向かう風を破線、奥から手前に向かう風を実線で示す。連続した白丸は、右手前方の雲底で生成された小さなひょうの粒子 (hailstone) が成長し、大きくなって落下するまでの軌跡である。薄い陰影、濃い陰影、およびその内側の白い領域は、それぞれレーダー反射因子が 35, 45, および 55 dBZ 以上であることを示す。図の左側に各高度における一般風の風向およびストームに対する相対的な風速を示す [Browning et al., 1976; Houze, 1993]。

11.3.2 通常の雷雲

前述のような大規模な雷雲とは対照的に、通常の雷雲では、上昇流と下降流からなる比較的単純な対流活動がみられる。一般に上昇流の寿命は 1 時間程度までである。雲中での降水活動の活発化にともない次第に上昇流が弱まり、最終的には下降流とともに降水が地上に達する。図 11.11 は、雷雲の写真に、レーダーで得られた雷雲内部の風ベクトルとレーダー反射因子を重ねて表示した例である [Kingsmill and Wakimoto, 1991; Doviak and Zrnić, 1993]。図中の風ベクトルは、3 台のドップラーレーダーを用いて 4.3.1 項で述べた独立走査方式で求めた、ストーム中心断面の紙面に平行な成分である。一方、レーダー反射因子は、CP-2 レーダー^{注 6)}を用いてストーム中心断面を紙面に平行に観測して得たものである。レーダー反射因子の等値線は 10 dB ごとに引いている。(a) は発達期で、 18 m s^{-1} に達する上昇流が見られるほか、高度 7 km 付近のセルの中心部ではレーダー反射因子が 60 dBZ にもなっている。同図 (b) は (a) から 6 分程度経過後の成熟期のものである。レーダー反射因子が最大の領域では、65 dBZ に達する値が観測されているが、その高度は 3.5 km 付近まで降下している。これに続く衰弱期には下降流が優勢になる。

注 6) 米国 NCAR (National Center for Atmospheric Research) の二波長・二重偏波ドップラーレーダー。本例は長波長の 2.8 GHz (波長 10.7 cm) 帯ドップラーレーダー観測による。

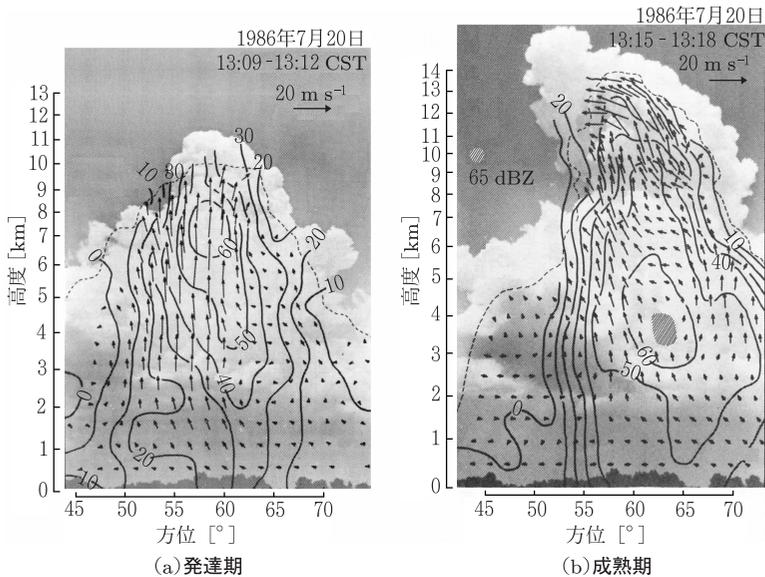


図 11.11 積乱雲の写真に重ねて表示されたストーム中心断面の風ベクトルとレーダー反射因子 [dBZ] の等値線。点線はレーダーエコーの境界を示す。風ベクトルは、3 台のドップラーレーダーを用いて独立走査方式で求めたストーム中心断面の紙面に平行な成分である。(b) は (a) から概ね 6 分経過後の観測結果である。Doviak and Zrníc [1993] より改変

11.3.3 竜巻

米国では、中部を中心に多くの竜巻が発生する。陸上で発生する竜巻を米国ではトルネード (tornado) と呼んでいる。風速が 140 m s^{-1} 以上に達する強い竜巻によって甚大な被害が生じることもあり、その多くは 11.3.1 項で述べた大規模な雷雲、通称スーパーセルと呼ばれる発達した巨大積乱雲から発生することが知られている。我が国でも、寒冷前線上に発生する比較的背の低い対流雲から竜巻の発生が見られる。これらの小さなスケールで起こる激しい現象の観測にも、ドップラーレーダーが威力を発揮する。

図 11.12 は 1 台のドップラーレーダーによる竜巻の水平構造表示例で、1995 年 6 月 3 日 1 時 3 分 (UTC^{注 7}) に米国テキサス州 Dimmitt で PPI 走査によって得

注 7) 協定世界時 (Coordinated Universal Time; UTC)。全世界で時刻を記録する際に使われる公式時刻系、天体観測をもとに定めるグリニッジ標準時 (Greenwich mean time; GMT) とほぼ同じで

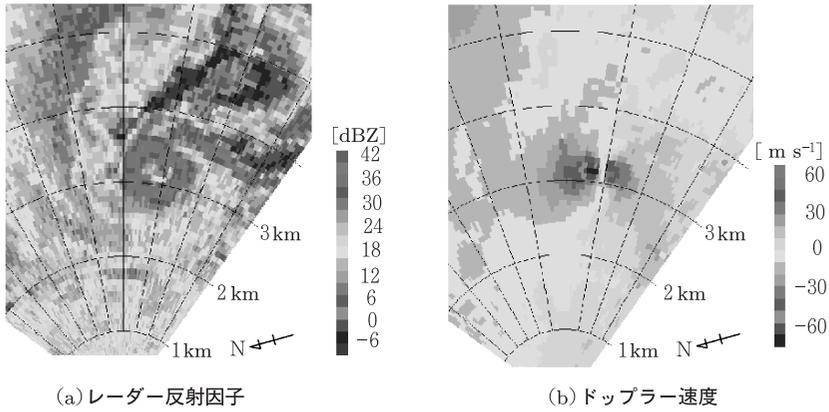


図 11.12 米国テキサス州 Dimmitt において 1 台のドップラーレーダーで観測された竜巻の水平構造表示. Wurman et al. [1996] より改変

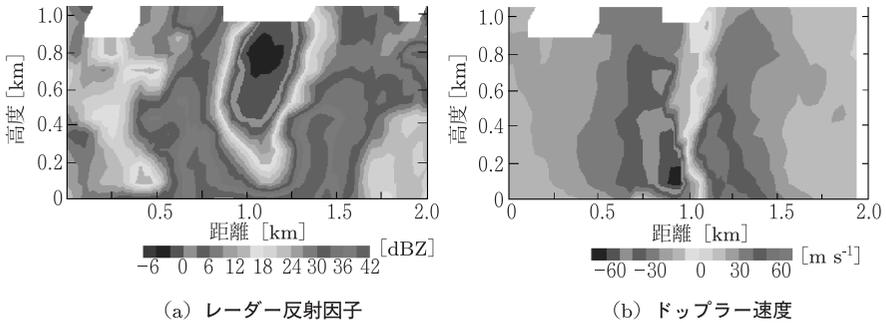


図 11.13 図 11.12 と同一の竜巻の鉛直断面表示. Wurman et al. [1996] より改変

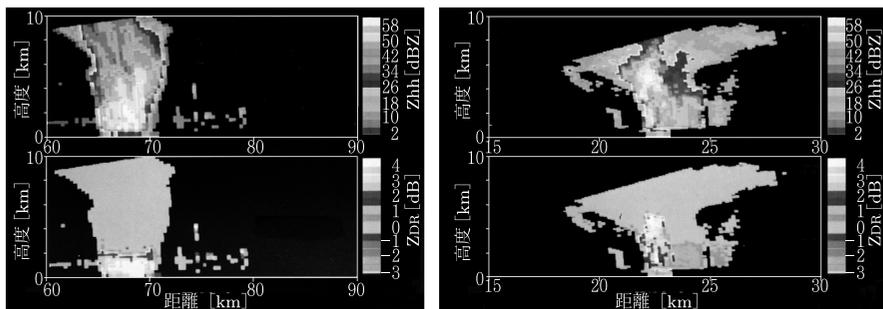
られた [Wurman et al., 1996]. (a) はレーダー反射因子, (b) はドップラー速度 (視線方向速度成分) を示す. ここで用いられたのは送信周波数 9.37~9.38 GHz の車載型マグネトロンドップラーレーダーで, 円形パラボラアンテナのビーム幅は 0.93° である. 竜巻の中心はレーダーから約 3 km の位置にあり, 竜巻の中心

あるが, GMT における 1958 年 1 月 1 日 0 時 0 分 0 秒からの経過時間を原子時計でカウントして定めた時刻である“国際原子時”に, GMT とのずれを調整するための“うるう秒”を追加している.

を取り巻く壁面域では 40 dBZ に近いレーダー反射因子と 60 m s^{-1} 程度の視線方向速度が観測されている。一方，中心域はほぼ無風で，レーダー反射因子も最強部に比べて 30 dB 程度低い。図 11.13 は図 11.12 よりもレーダーに接近しているが，同一の竜巻を RHI 走査で観測して得た鉛直断面の表示例である。(a) および (b) はそれぞれレーダー反射因子およびドップラー速度を示し，いずれも距離 1 km あたりに竜巻の中心域が明瞭に現れている。

11.3.4 二重偏波観測

氷結状態と融解状態の識別 6.4.2 項で論じた偏波パラメータのうち，レーダー反射因子差 Z_{DR} をマルチパラメータレーダーによる観測で求めた例を図 11.14 に示す [Jameson and Johnson, 1990]。同図は 2.8 GHz 帯の代表的な二重偏波レーダーの 1 つである英国チルボルトン (Chilbolton) レーダーにより RHI 走査で観測された 2 例で，それぞれレーダー反射因子 Z_{hh} (上段) およびレーダー反射因子差 Z_{DR} (下段) が示されている。表 6.2 に示すように， Z_{hh} と Z_{DR} の組み合わせは，降水粒子が氷結状態か融解後の状態であるかを判別する際に有用とされる。同図 (a) の例では高度 2.5 km 付近を境にして上空域では Z_{DR} が 1 dB 程度以下であるのに対し，低高度域では 2~4 dB 程度になっており，この高度付近で氷結状態から雨滴に変わることを，すなわち融解層が高度 2.5 km 付近に形成されてい



(a) 融解層の形成

(b) 融解層の高高度への広がり

図 11.14 英国チルボルトンレーダーで観測された氷晶雲のレーダー反射因子 Z_{hh} (上段) とレーダー反射因子差 Z_{DR} (下段)。カラー図は巻末を参照。Jameson and Johnson [1990] より改変

ることが分かる。一方、同図 (b) の例では、融解層が 5 km 程度まで達しており、雲中の対流活動によって降水粒子の領域がより高い高度まで広がっている様子が見える。

ひょう 図 11.15 は前出の米国 NCAR の二波長・二重偏波ドップラーレーダーである CP-2 レーダーによってコロラド州で観測されたひょう (hail storm) の例である。上図左側部および右側部はそれぞれ 2.8 GHz 帯 (波長 10 cm) レーダーで得られた Z_{hh} および Z_{DR} である。下図左側部は、10 cm 波レーダーと 3 cm

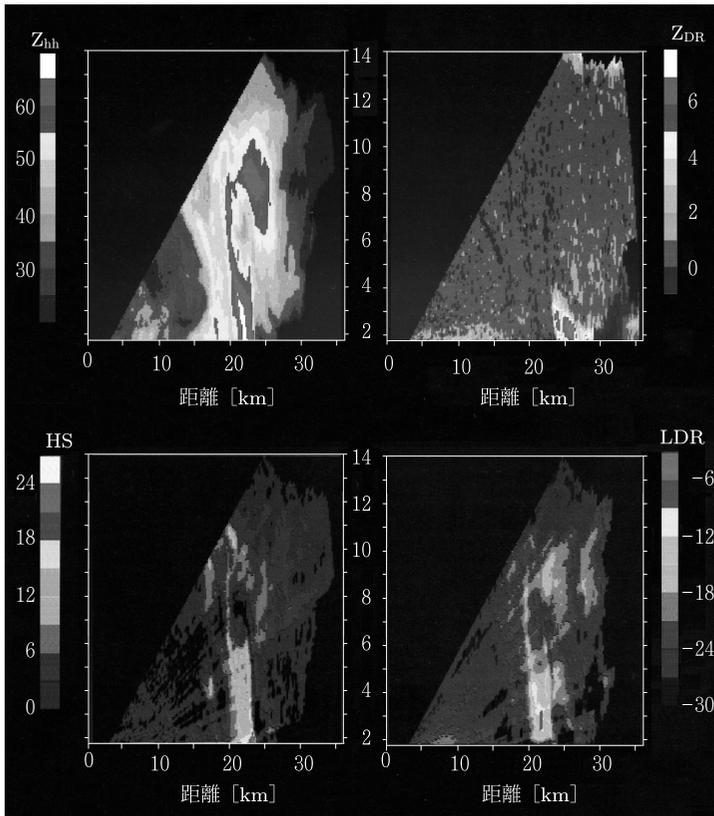


図 11.15 米国 NCAR の CP-2 レーダーで観測されたひょうの存在域。上図左、右、下図左、右の順に、 Z_{hh} 、 Z_{DR} 、HS、LDR を示す。カラー図は巻末を参照、Jameson and Johnson [1990] より改変

波レーダーの 2 波長観測で得られた等価レーダー反射因子の比である HS (hail signal)^{注 8)}，同右側部は 3 cm 波レーダーの観測で得た LDR を示す [Jameson and Johnson, 1990]．なお，3 cm 波レーダーの観測結果では，6.3 節で論じた大気中での電波の減衰は補正されている． $HS \geq 5$ dB の領域はひょうの存在域である．上図の Z_{DR} はひょうの存在域でも周囲と比べて大きな変化がないのに対して，下図の LDR は，HS によって顕在化されたひょうの存在域と極めて類似した領域で大きな値が観測されていることが分かる．

雷雲の観測 雷は雲中の激しい対流活動によって多量の正負の電荷分離が起こり，それが放電する現象である．雷雲内であられと氷晶が衝突するときに放電に必要な電荷が発生するとされている．表 6.2 に示したようにあられは Z_{DR} が小さく， Z_{hh} が大きくなり，一方氷晶はこの関係が逆になることから，雲内のあられと氷晶を識別することが可能である．Fukao et al. [1991] は 5.3 GHz 帯 2 重偏波レーダーを用いた観測により，日本海沿岸で冬季に発生する雷雲を観測し，発雷に先立ってあられと氷晶が衝突し，電荷分離が発生しうる状況となっている事例をとらえている．

11.4 台風

熱帯や亜熱帯の海洋上で発生する低気圧は熱帯低気圧と呼ばれる．赤道より北で $100^{\circ}E$ と $180^{\circ}E$ の間の北太平洋域に存在する熱帯低気圧のうち，風速が 17 m s^{-1} (34 ノット) 以上に発達したものが台風である [小倉, 1999]．台風は対流圏全層に及ぶ円形の渦で，円弧または渦巻状の線状構造を持ったエコーパターンで特徴付けられる [立平, 1967]．

注 8) 標的が粒径 10 mm 程度のひょうであれば，波長 10 cm のレーダー波に対して $\pi D/\lambda \simeq 0.3$ となる．ただし D は粒径， λ は波長とする．一方，波長 3 cm のレーダー波に対しては $\pi D/\lambda \simeq 1.0$ となる．前出の 3.2.2 項の議論から，この標的に対する後方散乱は，10 cm 波に対してはレイリー散乱に近いものとなり，一方 3 cm 波ではミー散乱となる．この関係を用いて，同一の標的に対して得られる 2 つの等価レーダー反射因子の比 Z_{e3}/Z_{e10} をひょうの検出パラメータとしたものである．

11.4.1 水平構造

図 11.16 に示すのは、北半球で見られる台風とハリケーン (hurricane) をレーダーで観測して得たエコーパターンの例である。(a) は 1964 年から 1999 年までの 35 年間にわたって運用された富士山レーダーで台風 6717 号^{注 9)} を観測した例である [Kodaira, 1990]。この写真は、仰角を -1.5° に設定して得たエコー強度の画像で、レーダー位置は図中の十印である。台風はレーダーの南南西 100 km から 600 km で観測された。レーダー近傍ではグラウンドクラッター、またレーダーの南東方向では半径 150 km 程度までの範囲でシークラッターが見られる。台風の中心部に、直径数 10 キロメートル程度の雲の少ない領域、すなわち眼域がある。それを取り囲んで、同図左下から上部に至る反時計回りの渦巻き状の積乱雲と層状性の雲からなる降雨帯がある。シークラッターの出現状況からも推定されるように、台風の移動方向に対して眼域の右側の方が左側よりも風速が大きい。これは、右側では台風固有の風速に台風の移動速度が加わるためである。また、同図

図 11.16 (a) 富士山レーダーによる台風 6717 号のエコーパターン [Kodaira, 1990]。 (b) 米国 NWS の 10 cm 波レーダー (WSR-57) で 1983 年 8 月 18 日に観測されたハリケーン “Alicia” [Marks and Houze, 1987]

注 9) 西暦年号の下 2 桁と年ごとの通番を続けて表示するもので、この例は 1967 年の台風 17 号を指す。

(b) は、図中上部の Galveston (GLS) に位置する米国 NWS (National Weather Service) の 2.8 GHz 帯レーダー (WSR-57) で観測されたハリケーンの例である [Marks and Houze, 1987]. レーダー反射因子の等高線は外側から順に 25 dBZ および 40 dBZ を示す. なお, (b) ではレーダー近傍のグランドクラッターは除去されている. 水平規模の大きい, 発達した台風 (およびハリケーン) に共通する特徴として, 中心付近にリング状または弧状の対流性エコー (眼の壁雲), その外側に層状性エコー (内側降雨域), さらにその外側に対流性エコー (外側降雨域) が現れることがあげられる [榊原, 2000]. (a), (b) のいずれにも, 渦巻状のエコーパターンとともに, これらの特徴がよく現れている.

静止気象衛星や研究用の観測衛星の利用が進んだ現在では, 台風を広域でとらえることが可能になり, 特に気象衛星画像は広く利用されている. また, かつて富士山レーダーが観測していた広い領域を, より低い標高に位置する複数の気象レーダーで観測する運用形態に代わってきている. 図 11.17(a) は我が国で開発され, NASA の Aqua 衛星に搭載されているマイクロ波放射計 AMSR-E が観測した台風 0205 号の画像である^{注 10)}. 同衛星は 1 日に 2 回, 夜中と昼過ぎに日本付近を通過して 12 時間間隔の観測を行っており, 同図は 2002 年 7 月 4 日午前 2 時 26 分 (日本時間) に得られた画像である. 同図 (b) は静止気象衛星ひまわり

図 11.17 衛星および気象レーダーによる台風 0205 号の観測例 [(a) (独)宇宙航空研究開発機構提供, (b) (c) 気象庁提供]

注 10) 89.0 GHz (垂直・水平偏波) および 23.8 GHz (垂直偏波) の輝度温度情報を合成したもので, 白色部分は強い降雨領域に, 色調変化は大気中の水蒸気や雲の増加にそれぞれ対応している.

図 11.18 2 台のドップラーレーダーで観測された台風 8514 号の中心部。矢印は風向，風速の水平分布，等高線はレーダー反射因子を示す。陰影部は 35 dBZ 以上の領域である [Tabata et al., 1992]

(GMS-5) 搭載の赤外センサーによる雲画像，(c) は気象庁の石垣島レーダーの観測結果を 9.2.1 項で述べた REDIS (レーダーエコーデジタル化装置) で処理して得たエコー強度画像で，いずれも 7 月 3 日 18 時のものである。(a) が高度 705 km の太陽同期準回帰軌道衛星から，(b) が高度 36000 km の静止衛星からとらえた画像であるのに対して，(c) は図 11.1 に示すように，地上からレーダービームをほぼ水平走査して得られた降雨域に対応する画像である。

2 台のドップラーレーダーによる台風の中心部の観測 2 台のドップラーレーダーの間を通過した台風の中心部の水平構造を観測した例を図 11.18 に示す [Tabata et al., 1992]。台風 8514 号が気象研究所 (つくば市) の 5.3 GHz 固定設置型ドップラーレーダーおよび南西約 28 km に設置された 9.8 GHz 可搬型ドップラーレーダーの間を通過した際に，両レーダーを用いて独立走査方式によって観測された。左から順に高度 1.5 km，2.5 km，3.5 km の定高度面での風向，風速の水平分布を矢印で，またレーダー反射因子を等値線で重ね合わせて表示している。等値線は 15 dBZ 以上の領域を 2.5 dB ごとに表示しており，図中の陰影部は 35 dBZ 以上の領域を示す。台風の中心から北東方向に，眼の壁雲と台風中心を回る風が明瞭に現れている。

図 11.19 TRMM 衛星搭載の降雨レーダーで観測された台風 9728 号の最盛期の降雨状況。カラー図は巻末を参照 [(独) 宇宙航空研究開発機構提供]

11.4.2 鉛直構造

9.4 節で述べた TRMM 衛星搭載の降雨レーダーで観測された台風の例を図 11.19 に示す。同図 (a) は台風 9728 号の気象衛星可視画像に重ね合わせた最盛期のレーダーエコー強度 (降雨強度換算値) の水平分布, 同図 (b) はその立体構造である。

台風の眼域では降雨が見られず, ほぼ同心円状に分布している雲に対して, 眼域の東側だけで雨が降っていることが分かる。また, 眼域の周辺部に背の高い降水域, 東側には渦巻き状の線状構造を持つ強い降雨域が見られる。なお, 後出の 12.2.2 項で触れるように, 大気レーダーの上空を台風が通過したときは, より詳細な鉛直構造の観測が可能になる。

11.5 ダウンバーストと低層ウィンドシヤー

積乱雲の成長過程の後半で, 降水粒子が落下しながら周囲の空気を引き込む効果と, 降水粒子が昇華・蒸発することによって周囲の空気を冷却し, 重くする効果によって急激な下降流 (ダウンバースト) が生じることがある。

図 11.20 下降流を伴う発達後期の対流雲の例. カラー図は巻末を参照 [Fujita and McCarthy, 1990]

11.5.1 ダウンバースト

図 11.20 は、対流雲内で下降流が発生している例の写真およびレーダー観測結果である [Fujita and McCarthy, 1990]. (a) の写真で、積乱雲の中程に途切れているような段差が見られるのは、急激な下降流によって、中程から下が沈み込んでいるためである. (b) および (c) は、レーダーの RHI 観測によって得られた (a) の積乱雲の鉛直断面で、それぞれレーダー反射因子およびドップラー速度を示す. (c) では、雲頂付近および右上部に上昇流が見られる. 一方、中心部や下部は下降流で占められており、下降流は地表付近まで達している. また、地面付近の雲の左側部分には、地表に衝突して水平方向に広がった後に巻き上げられた気流の一部が見られる.

11.5.2 低層ウィンドシヤー

ウィンドシヤーの中でも、およそ高度 500 m 以下で発生する低層ウィンドシヤー (low level wind shear) は、ダウンバーストによって生じる現象である. 離着陸途中の航空機は機速が遅く、これを回避するための空間的、高度的な余裕がないため、特に直径 4 km 程度以下の狭い領域で生じるマイクロバースト^{注 11)}は、飛行安全に脅威となる現象である. 地上に降下中のマイクロバーストを模式的に示すと図 11.21 のようになる [Fujita, 1985]. 図 11.22 は、米国コロラド州デン

注 11) マイクロバーストについては前出の 9.2.3 項を参照

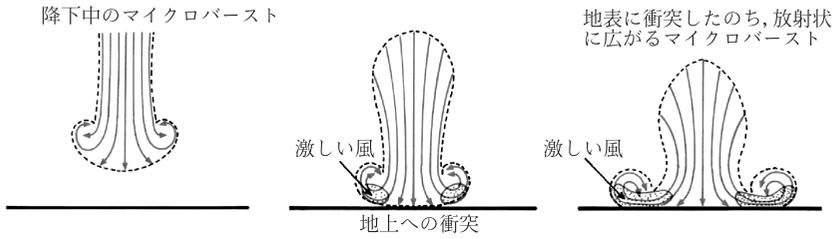


図 11.21 地上に降下中のマイクロバーストの模式図. Fujita [1985] より改変

図 11.22 米国コロラド州デンバーのステーブルトン空港で観測されたマイクロバーストの RHI 表示例. カラー図は巻末を参照 [Fujita, 1985]

バーで CP-3 レーダー^{注 12)} によって 10 秒前後の間隔で連続観測されたマイクロバーストの RHI 断面で、(a) はレーダー反射因子、(b) はドップラー速度を示す [Fujita, 1985]. (a) では、降水を伴う下降気流が降下し、地表付近で飛散 (発散) する様子が明瞭に現れている。また、(b) においても同様に、上空ではマイクロバーストの中心に収束する風が、地上付近に達するとレーダーに近づく風と遠ざかる風が変わっており、下降気流が地表に衝突して飛散する様子がうかがえる。こうした現象を的確に検出することを主目的に、低層ウィンドシヤー検出用レーダーが開発されている。9.2.3 項で触れた米国の TDWR および我が国の空港気象ドップラーレーダーがこれにあたる。

気象庁が関西空港に設置した空港気象ドップラーレーダーにより、空港付近でマイクロバーストが検出された事例を以下に示す [浜津ほか, 2000c]. 図 11.23(a) は、マイクロバースト発生直近のアメダス実況図に寒冷前線を付加したものである。15 時から 18 時にかけて前線が近畿地方を通過し、これに伴い前線の強雨域が紀伊半島を移動した。関西空港では 15 時から 16 時の間に風は南南西から南西に変わり、この間にマイクロバーストが発生した。また、最大 100 mm h^{-1} の降水強度が観測された。同図 (b) は、ドップラーレーダーで観測したエコー強度に、同レーダーが空港の北東海上約 6 km で検出したマイクロバーストを重畳表示したものである。マイクロバーストの直径は 3~5 km、近づく風と遠ざかる風の最大速度差は 28 kt (14.4 m s^{-1}) であった。図 11.24(a) は図 11.23(b) と同時に観測されたドップラー速度を示す。空港付近では南西風が吹いており、破線で示すマイクロバースト付近の滑走路側でドップラー速度が $5 \sim 10 \text{ m s}^{-1}$ から $20 \sim 30 \text{ m s}^{-1}$ に増大する様子が見られる。また、同図 (b) は視線方向風速の変化 (微分量) を示し、(a) と同様にマイクロバーストの発生域を破線で表している。マイクロバーストの中心部から空港側ではマイクロバーストの地表への衝突によって生じたレーダーに向かう風の影響でドップラー速度の減少が見られる。一方、マイクロバーストの中心部の反対側では、レーダーから遠ざかる風が加算されるためにドップラー速度が増大していることが分かる。

注 12) 米国 NCAR の 5.6 GHz 帯ドップラーレーダー

図 11.23 1996 年 6 月 18 日の (a) 関西空港周辺のアメダス実況図と (b) 関西空港の空港気象ドップラーレーダーで観測されたマイクロバースト。(a) では、15 時のアメダス実況図に 15 時から 18 時に通過した寒冷前線の位置を破線で表示している。(b) で空港の北東に位置する楕円は 15 時 41 分に検出されたマイクロバーストの発生域を示す [浜津ほか, 2000c]

図 11.24 図 11.23(b) と同時に観測されたドップラー速度と視線方向風速の変化(微分)量。マイクロバーストの発生域を破線で示す。カラー図は巻末を参照 [浜津ほか, 2000c]

11.6 晴天大気乱流

11.6.1 大口径大出力レーダーによる観測

大気中の乱流は、雲を伴わない CAT (晴天大気乱流) と雷雲等の対流雲の近傍で発生するものに大別される。これらの現象はいずれもウィンドシヤーに伴うものである。晴天大気乱流は、一般にマイクロ波やミリ波の気象レーダーでは観測は難しいが、VHF 帯等の大気レーダーではその強度を推定することが可能である。対流雲に伴う乱流に対しても大気レーダーが有効であるが、多くの場合降雨を伴うことから、一般に気象レーダーで観測されている。

気象レーダーは降水現象を主要な観測対象としているが、2.8 GHz 帯の大口径、大出力レーダーの場合は晴天大気乱流エコーを受信することがある。この周波数では波長が 10 cm 程度であり、その半波長は前出の図 7.10 から明らかのように、対流圏から対流圏界面の高度では慣性小領域に属する。このため、半波長スケールの乱渦が観測されるもので、後方散乱は、3.4.2 項で述べたように、大気レーダーが主な対象としている大気乱流による屈折率の揺らぎに起因している。

図 11.25(a) は、米国ワロップス (Wallops) 島に設置された 2.8 GHz 帯レーダー^{注 13)} で観測された晴天大気乱流の例である [Hardy and Ottersten, 1969]。前出の図 8.3 に示す SPPI 走査によって得られた自由対流セルのエコー強度の平面分布で、対流セルの水平断面がドーナツ状に見えるのは、セルの中心部のエコー強度が比較的弱いためである。同図 (b) は自由対流セルがレーダーで観測される仕組みを示す概念図である。地表付近の湿って暖かい空気塊は釣鐘状の対流セルを形成する。この空気塊は、上昇に伴って周囲の空気との間で激しい混合を引き起こし、下降流に転じるセルの外縁部で特に顕著な電波屈折率の乱れの間を形成する。このため、対流セルの鉛直断面を見れば、平面分布のドーナツ状エコーに対応する釣鐘型が現れる。個々の対流セルの大きさは初期段階では直径 200 m 程度であるが、時間と共に次第に変化して直径数 1000 m 程度に達することがある [Konrad, 1970]。

注 13) JAFNA (Joint Air Force and NASA) のレーダーで波長 10.7 cm, アンテナ径 18.4 m, 送信出力 3 MW, 送信パルス幅 2 μ s.

図 11.25 2.8 GHz 帯気象レーダーによる晴天大気乱流の観測例。(a) 自由対流セルの SPPI 観測結果と (b) 同エコーが観測される原理。Hardy and Ottersten [1969] より改変

11.6.2 FM-CW レーダーによる観測

8.1.2 項で述べた FM-CW レーダーは、周波数変調された連続波を用いるため、通常のパルスレーダーではパルス幅内に相当するような地上数 100 m までの領域でも高感度で観測できる。この特徴を利用すると、低高度の大気の微細な構造を観測することが可能である。12.3.1 項で詳述する大気重力波に伴うケルビン・ヘルムホルツ不安定 (Kelvin-Helmholtz instability) の観測結果の 1 例を図 11.26 に示す [Gossard et al., 1970; Gossard and Hooke, 1975]。100 m 程度の薄い大気層内で碎波乱流が形成される様子が明瞭に示されている。天頂方向に固定したレー

図 11.26 FM-CW レーダーで観測されたケルビン・ヘルムホルツ不安定の観測例 [Gossard and Hooke, 1975]

ダービームによるエコー強度の時間変化で、高度分解能は約 1 m である。

11.7 上層雲・下層雲

11.7.1 上層雲

雲や霧のような無降水の水雲の内部をレーダーでリモートセンシングするには、3.2.2 項で論じた散乱特性より 35 GHz, 95 GHz などのミリ帯レーダーが最適である。図 11.27 は、MU レーダーサイトに設置された 35 GHz レーダー^{注 14)} で夏季に観測された降水を伴わない 2 層の氷晶雲の例である。(a) はレーダー反射因子、(b) はレーダー視線方向のドップラー速度を示す。下層は高度 6 km 付近を中心に厚さ 500 m 程度、上層は高度 8 km 付近を中心に厚さ 1.5 km 程度の広がりを持つ。本例では、レーダー直上に近い上空のドップラー速度はほぼ 0 m s^{-1} に近く、鉛直流はほとんどみられなかった。一方視線方向のドップラー速度から換算される水平風は約 25 m s^{-1} 程度に達していたことが分かる。

図 11.28 はドイツ GKSS 研究センターの 95 GHz レーダー^{注 15)} で 1996 年 9 月 11 日に観測された上層雲の発生から成長の過程を示す。同図はアンテナを鉛直方向に固定して得たレーダー反射因子のプロファイルを時系列的に並べたものである。ただし時間間隔の目盛りは均一ではない。12 時 (GMT) 前に高度 5 km 付近で発生した氷晶雲が徐々にこの高度を中心に上下に発達し、層厚の増減を繰り返

注 14) 図 9.10(a) に示すレーダー。9.3.1 項を参照。

注 15) 送信管としてピーク出力 1.7 kW のクライストロン (EIA) を使用し、1.2 m 径、ビーム幅 0.17° のアンテナを備える二重偏波レーダー

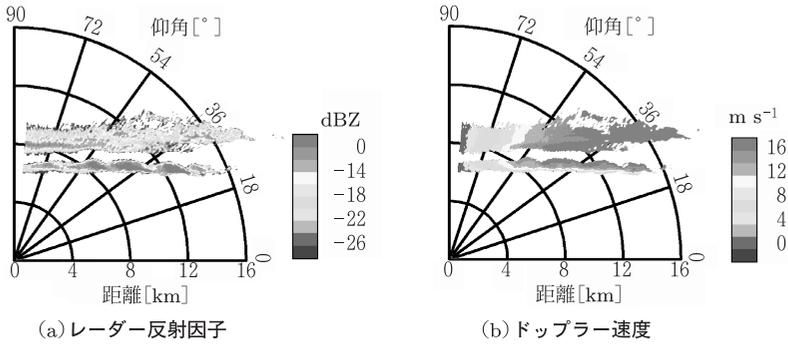


図 11.27 京都大学信楽 MU レーダーサイトに設置した 35 GHz レーダーで観測された 2 層の氷晶雲。カラー図は巻末を参照。Hamazu [2002] より改変

図 11.28 ドイツ GKSS 研究センターの 95 GHz レーダーで観測された雲エコープロファイルの時間変化。カラー図は巻末を参照 [http://w3.gkss.de/english/Radar/image_series.html]

しながら 4 時間後には概ね高度 3~7 km の広がりを持つ層状雲に成長した。また、レーダー反射因子は雲頂部では -35 dBZ 程度であったのに対し、最強部の雲底に近い領域では 0 dBZ 程度に達していた。

図 11.29 は同レーダーで 1997 年 8 月 28 日に観測された乱層雲 (nimbostratus) のプロファイルである。17 時 44 分 (GMT) から約 8 分間の時間経過で、(a) および (b) はそれぞれレーダー反射因子およびドップラー速度を示す。高度 3~3.5 km の上下でレーダー反射因子、ドップラー速度ともに不連続が見られ、3 km 以下の高度では 6 m s^{-1} を越える落下速度が観測されるなど、ブライトバンドが形成される様子が明瞭に現れている。

図 11.29 ドイツ GKSS 研究センターの 95 GHz レーダーによる乱層雲の観測例 [http://w3.gkss.de/english/Radar/image_series.html]

また, Fujiyoshi et al. [1999] は深い層状性氷晶雲の内部を同じ 95 GHz レーダーで観測し, 筋状のエコー構造と背景力学場を対応付けるなど, ミリ波帯レーダーを用いて氷晶雲の詳細な力学並びに微物理学過程を解明しうる可能性を示している。

11.7.2 雪雲

若狭湾や北海道西岸などの日本海沿岸では, 冬季にしばしばメソ $\beta \sim \gamma$ スケールの渦状エコーがレーダーで観測される。1992 年 1 月 19 日の深夜に 2 台のドップラーレーダーによって北海道西岸の石狩湾内で雪雲 (snow band) を観測した結果を図 11.30 に示す [藤吉ほか, 2001]。 (a) は高度 300 m における CAPPI 表示と 2 台のドップラーレーダーから求めた水平風の分布で, 図中の四角枠内に渦状エコーが見られる。同図 (b) はこの四角枠内のレーダーエコーを 3 次元表示したもので, レーダー反射因子が 18 dBZ の等値面を示している。この渦は, 互いに逆向きの風系, 石狩湾内の南西風と, その沖合に出現した北東風の間で形成された大きな水平シャーの中で発生し, 長時間にわたって発達過程が観測された例である。3 次元的な風速の解析から, 中心部でのレーダーエコーの消滅は下降流によることが分かっている。一方, 上昇流は渦状のエコー域に沿って存在するが, 南側 (画面手前) から北側 (画面奥) に行くにつれて弱まっていた [Fujiyoshi et al., 1998; 藤吉ほか, 2001]。

図 11.30 北海道石狩湾上で発生した渦状エコー。(a) 高度 300 m における CAPPI 表示と 2 台のドップラーレーダーから求めた風の水平分布, (b) (a) に示した四角枠内に形成された渦状エコーにおいてレーダー反射因子が 18 dBZ の等値面を 3 次元表示した例。カラー図は巻末を参照 [藤吉ほか, 2001]

11.7.3 霧

霧は地上に降り立った雲と見なすことができる。北海道の東部太平洋岸やその沿岸海域では年間の霧日数が多く、特に 7~8 月は一日中霧に覆われる場合もある。このため、釧路地方を中心に 1980 年代に海霧の観測が盛んに実施され、発生機構などの研究結果が報告されており、レーダー反射因子と霧の粒径分布の関係、霧の種類によるレーダーエコー特性の違いなどが議論されている [柳沢ほか, 1986]。一方、当時のレーダー性能の限界により、ドップラー観測や霧の平面および鉛直断面分布などの立体観測は行われておらず、立体的な広がりや移動の実態の把握が待たれていた。近年、35 GHz 帯のドップラーレーダーを用いて霧の立体構造を把握する試みが進められている [Hamazu et al., 2003]。図 11.31 に示すのは、釧路において 8 月の早朝 (5 時 50 分) に 35 GHz レーダーで観測された移流霧の 3 次元表示例である。CAPPI 走査で観測されたもので、東西および南北方向にそれぞれ 20 km、高さ方向に 1.5 km の範囲の -40 dBZ 以上のレーダー反射因子を持つ領域が示されている。レーダー位置の右上部は周囲の樹木のために遮蔽されているが、海岸部から内陸に移動する移流霧の特徴がよく現れている。

図 11.32 は、図 11.31 の観測と同一の場所で観測された霧のレーダー反射因子の南北断面である。内陸部に向かう移流霧の内部に、水平波長 1 km 程度の周期的構造が存在することが観測されている。レーダーから数 km の距離の内陸部で

図 11.31 釧路空港横に設置した 35 GHz レーダーによって観測された移流霧の 3 次元表示例. レーダー位置は水平 (0 km, 0 km), 高度 0 m である. また, 左図の下側および右図の南 10 km 以遠の領域が太平洋である. レーダー反射因子が -40 dBZ 以上の領域を白色で表している [Hamazu et al., 2003]

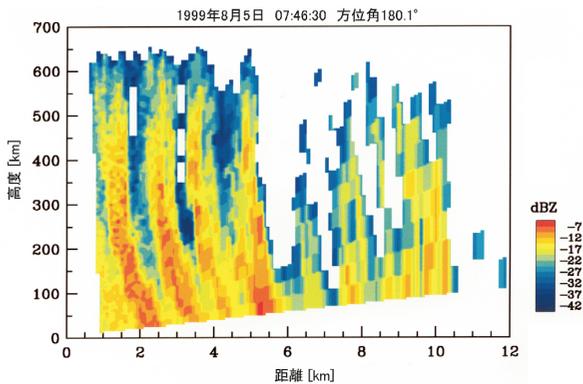


図 11.32 釧路空港横に設置した 35 GHz レーダーで観測された移流霧の鉛直断面

周期構造はより明瞭になるが, その原型は既に以遠の海洋上で作られていることが分かる.

11.8 リトリーバル法による解析

ドップラーレーダーで観測される速度場は、気圧場や浮力場と関係し降水粒子の分布を決めている。一方、観測される降水粒子の分布は浮力場を通じて気圧場や速度場と結びついている。これらの関係を運動方程式、熱力学方程式、および大気と水物質の連続方程式を用いて解析することにより、熱力学量と雲物理学量を診断的に評価することができる。この解析法はリトリーバル (retrieval) 法と呼ばれており、その具体的な手法については、例えば坪木 [2001] に詳しい。リトリーバル法は、温度と気圧を評価する熱力学的リトリーバル (thermodynamic retrieval) と雲水量や水蒸気量を評価する雲物理学的リトリーバル (microphysical retrieval) に大別される。最近では、両者を組み合わせて、熱力学量と雲物理学量の両方を同時に推定する手法もある。これまでドップラーレーダーで観測されたメソスケールの風速擾乱場から、さまざまなタイプの降水系の熱力学的・雲物理学的構造が解明されている。我が国でも、マルチセルストームの数値実験の出力を用いて、時間変動する降水系の熱力学量と雲物理学量のリトリーバルの有効性が調べられている [Yoshizaki and Seko, 1994] ほか、ドップラーレーダーで観測された梅雨前線に伴う降雨帯の熱力学的構造に関するリトリーバルを行った Kawashima et al. [1995] などの報告がある。

熱帯西部太平洋域の活発な対流活動に伴う潜熱 (latent heat) 放出は、地球規模の大気大循環に対して重要な影響を及ぼしている。この地域の降水系の内部構造や潜熱加熱率分布を明らかにすることによって、大規模場に対する対流系の影響を見積もることができる。例えば、Ushiyama et al. [2003] は TOGA-COARE プロジェクト^{注 16)}の一環として、1992 年 11 月から 1993 年 2 月に、パプアニューギニアのマヌス島 (Manus Island; 2°S, 147°E) で 2 台のドップラーレーダーを用いて観測したデータを熱力学的リトリーバル法で解析した。これをもとに、約 50 km 四方の解析領域で発生または通過した 16 事例の降水を対象にして、その内部構造と加熱分布を明らかにした。図 11.33 に示すのは、解析された降水系内部の加熱率分布で、地上降水量で正規化された観測領域・観測期間全体の平均分布を示している。層状性降水系では、高度約 3 km の雲底を境に下層では冷却となり、

注 16) Tropical Ocean Global Atmosphere - Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment の略。1985～94 年の 10 年間実施された世界気候研究計画 (WCRP) の 1 つである TOGA のプロジェクトで、日米はじめ多数の国が参加して実施された国際協同観測。

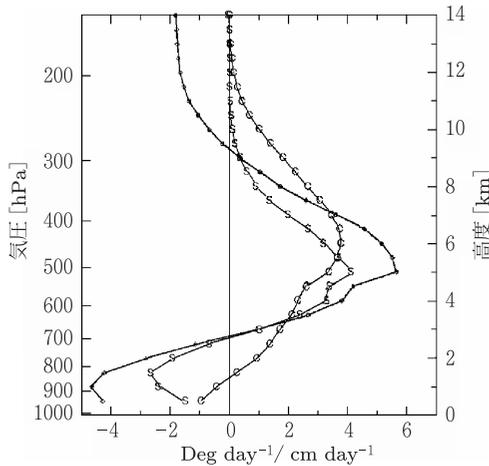


図 11.33 TOGA-COARE 期間中にバブアニューギニアのマヌ島で行われた 2 台のドップラーレーダーによる観測データをもとに、熱力学的リトリーバル法を用いて求められた降水系内部の潜熱加熱率。C は対流性降水系のための潜熱加熱率、S は層状性降水系のための潜熱加熱率で、黒点は対流性、層状性降水系それぞれの寄与率と放射冷却の効果を考慮して求めた観測期間中の平均加熱率。Ushiyama et al. [2003] より改変

高度約 9 km 程度までが加熱で、特に 4~7 km で加熱率が大きかった。対流性降水系では、地面付近を除いて、高度 14 km 以上にまで及ぶ層で加熱となり、特に 2~10 km では加熱率が大きかった。さらに、気象衛星ひまわりの赤外画像を用いて TOGA-COARE 観測領域に占める対流性、層状性降水系の割合を求め、図 11.33 に示した平均的な加熱率を掛けることで、観測領域全体の加熱量とその変動を推定した。その結果、全体の加熱率の変動は実際に観測された 30 日程度の時間スケールをもつ大気の温度変化やラジオゾンデ観測から推定した加熱率の変動とよく一致することが明らかにされた。

ドップラーレーダー観測の時間分解能は有限で、その間にも現象は変動する。このため、リトリーバル法を対流降水系のような時間変動が激しい現象に適用すると推定誤差が大きくなるなど、未解決の問題も残されている。

第12章 大気レーダーによる観測

大気レーダーで直接観測される物理量は、一般に天頂付近の各高度におけるパワースベクトルで、これからエコー強度、ドップラー速度、および速度幅が求められる。大気レーダーは固定型、可搬型を問わず、観測時は地上に固定設置される^{注1)}ため、上空を移動していく大気現象を時間的に連続に観測することになる。つまり大気レーダーで得るのは、上空の高さ・時間の2次元データである。近似的に大気現象の空間構造が観測時間内で大きく変わらないとすれば、現象が移動することを利用して、時間変化を水平変化に置き換え、その高度・水平距離断面の構造を推定できる。

12.1 風速測定

第7章で述べたように、大気レーダーでは、例えば天頂および同じ鉛直面内にはない斜方2方向の少なくとも計3方向にレーダービームを向けて視線方向速度を測定し、レーダービームが走査する空間・時間内での速度場が一様であると仮定して風ベクトルを求める。先に述べたようにこの方法は基本的に単一の気象レーダーで汎用されているVAD法と同様であるが、低仰角で広範な空間を走査するVAD法に比べて、走査範囲が天頂付近の狭い範囲に限られ、かつ散乱体が全方位角に存在する。このため、気象レーダーよりもはるかに正確な測定が可能である。また、無降水時を含め全天候的にデータを得ることができる長所がある。

大気レーダーの風速測定の妥当性は、従来よりラジオゾンデ^{注2)}との比較観測

注1) 近年、船舶搭載型大気レーダーの開発も米国 NOAA のグループなどにより進められている [Law et al., 2002].

注2) radio (無線) と sonde (観測器) の合成語。高層気象観測機器でゴム気球につるされ上空約 30 km (約 10 hPa) まで上昇し、気圧・気温・湿度を測定する。気球を自動追尾して風向・風速も測定できるものを特にレーウィンゾンデ (rawinsonde: レーウインは radio wind の合成語) という。両者は同義語に使われることが多いことから、本書ではいずれもラジオゾンデと呼ぶ。

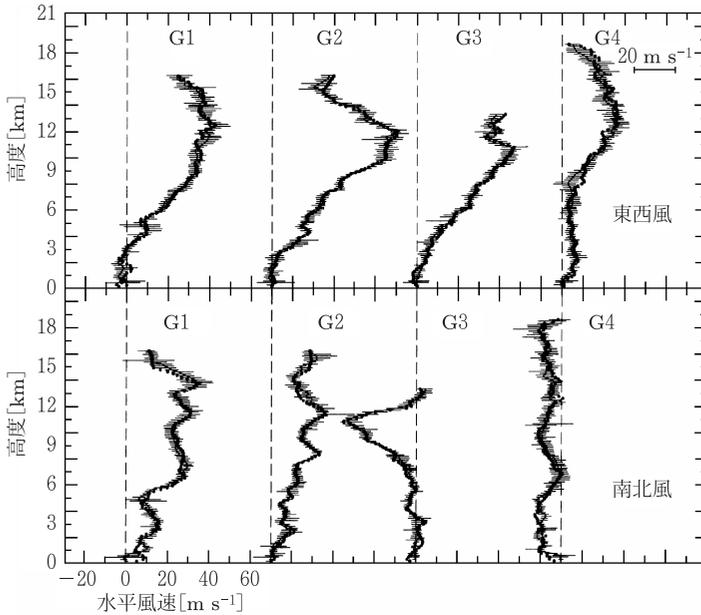


図 12.1 MU レーダー (実線) と GPS ゾンデ (黒丸) で測定された (上) 東西風および (下) 南北風の高度プロファイルの比較。東西風および南北風はそれぞれ東向きおよび北向きを正とする。G1~G4 は独立した観測例を示す。MU レーダーの結果は約 90 分間の平均値。細横棒はその間の風速成分の変動幅。Luce et al. [2001a] より改変

によって検証されてきた [例えば Fukao et al., 1982]。最近, MU レーダーで行われた比較観測結果の 1 例を図 12.1 に示す [Luce et al., 2001a]。実線および黒丸はそれぞれ MU レーダーおよび GPS ゾンデ^{注 3)} によって測定された水平風の高度プロファイルである。図中の G1~G4 は 4 回の独立した観測例を示す。MU レーダーの風速は DBS 法によって求められたもので, GPS ゾンデ観測が行われていた約 90 分間の平均値が用いられている。一般に GPS ゾンデは高度が増すにつれて風に流されるため, レーダーとの距離が大きくなり, レーダーとは異なる場所

注 3) GPS 受信機を搭載した観測器 (ゾンデ)。GPS 衛星からの距離測定用信号をゾンデと地上局で同時に受信してゾンデおよび地上局と衛星の間の距離を測り, 地上局の位置が正確に分かっていることを利用してゾンデの高精度な位置を算出する。また, 距離測定用信号の搬送波の周波数偏移をそれぞれゾンデと地上局で測定し, 衛星の移動による偏移分を差引いてゾンデ位置の風速を測定することができる。

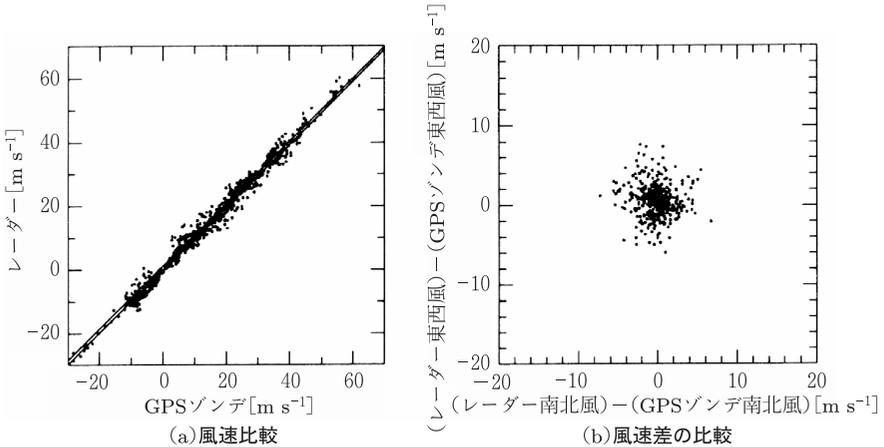


図 12.2 MU レーダーと GPS ゾンデの風速比較. Luce et al. [2001a] より改変

の観測をすることになる (G1~G4 のいずれについても, 両者の距離は 100 km 以上). 同図で両者のプロファイルはほぼ一致しているが, 高高度で差が比較的大きくなる傾向があるのはこのためである. 一方, 風速比較はしばしば図 12.2 の形式で示されることがある. 同図 (a) は図 12.1 の G1~G4 の各高度における両者の風速をまとめて対比したものである. 測定値に最小二乗近似した直線の傾きはほぼ 1 で両者の風速がほぼ一致することが明らかである. 同図 (b) は南北風と東西風についてそれぞれレーダーと GPS ゾンデの測定結果の差を表示したものである. 同図に示されるように, 両者による風速推定値の rms 誤差は 1 m s^{-1} 程度以下となる.

ゾンデが到達しない中間圏高度における観測結果の検証は通常の場合容易でない. これまでに流星レーダーとの同時観測やロケット [例えば Fukao et al., 1980b] あるいは人工衛星 [例えば Takeda et al., 2001] との比較研究が, 断片的ではあるが数多く試みられ, この高度域における風速測定の妥当性についても検証されている.

12.2 気象のリモートセンシング

大気レーダーの中でも特に ST/MST レーダーを用いると、対流圏界面より上の高度までの風速やエコー強度などが時間と高度で連続的に得られる。従来の気象測器では得られないこれらのデータを用いて、さまざまなメソスケール現象が新たな視点から研究されている。例えば、温帯低気圧が西から東に動いていくことに着目すれば、時間と水平距離の変換により、その高度・東西距離断面の構造を推定することができる。同種の現象を幾例も観測すれば、異なる南北位置における断面図が得られることから、それらを合成することにより現象の立体構造を解明することができる。

12.2.1 寒冷渦

寒冷渦 (かんれいうず; cold vortex) とこれに伴う漏斗状圏界面を MU レーダーで観測した例について以下に述べる [Fukao et al., 1989]。寒冷渦は、図 12.3(a) に示すように上層の気圧の谷が発達し、ジェット気流が大きく蛇行して元の流れから切り離された状態の寒冷型低気圧 (cold low) で、中心部の温度が周囲より低い温帯低気圧である。北半球では、風は低気圧の中心のまわりを反時計回りに回転している。図 12.3(b) に示された渦の中心を通る鉛直断面で見ると、圏界面が大きく垂れ下がり、その漏斗状にくびれた部分では周囲より温度が高い。ここに密度が比較的小さい空気があるため、対流圏の上層や中層では、周囲より大気温度が低いにもかかわらず周囲より低圧となる。

前線面では相対的にブラッグ散乱エコーに比べて分反射エコーが卓越すること

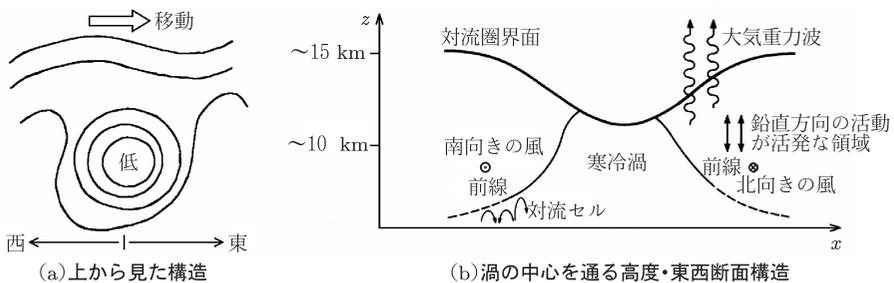


図 12.3 模式化された寒冷渦

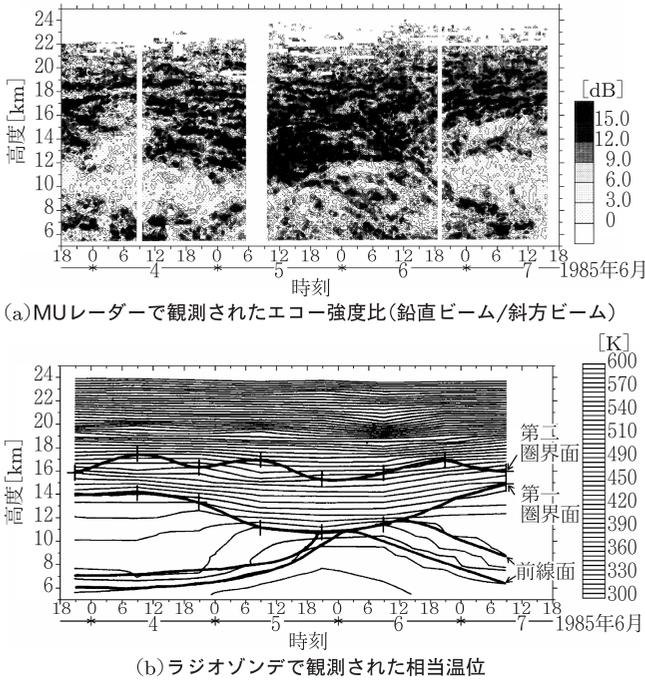


図 12.4 エコー強度比で示した寒冷渦の構造と対応する相当温位. Fukao et al. [1989] より改変

が知られている。卓越の度合いは、VHF 帯レーダーの鉛直ビームと斜方ビームのエコー強度の比を取ることで知ることができる。前線面高度もエコー強度比から検出できる [例えば Röttger, 1979]。図 12.4 は、1985 年 6 月 3～7 日に MU レーダーの上空を西から東へ通過した寒冷渦を観測した例である [Fukao et al., 1989]。観測時間軸を反転させたものが近似的に寒冷渦の高度－東西断面の構造を表すものとみなされる。(a) はエコー強度比 (ただし斜方ビームについては 4 本の斜方ビームの平均値) である。また、(b) は同一時間帯にラジオゾンデで観測された相当温位^{注 4)}を示す。なお、(b) には圏界面 (図中上の 2 本の線、上方に熱帯圏界面が第二圏界面として並存) と前線面 (同、下の線) も示している。

注 4) 湿潤大気が水蒸気をすべて系外に放出して乾燥大気になったと仮定したとき、大気が持ち得る温位を相当温位という。温位については 7.5 節を参照。

とらえられている [Fukao et al., 1989].

12.2.2 台風

大気レーダーは、その上空を通過する大気現象をとらえるが、特に、直上を通過する台風に対しては鉛直構造を知る有力なツールになる [例えば Fukao et al., 1985d, Teshiba et al., 2001, May et al., 1994].

図 12.6(a) は、1994 年 9 月 29~30 日に MU レーダーの上空を通過した台風 9426 号の経路を示す. 同図 (b) は、29 日 21 時の台風の雲システムの衛星画像である. 台風は、中心付近に眼の壁雲、その北側に雲バンドを伴っていた [Shibagaki et al., 2003].

図 12.7 は、台風前面・後面の接線風^{注6)}と鉛直流を示したものである. (a) は台風後面、(b) は台風前面で、それぞれ上図は接線風、下図は鉛直流を示す. 図中の距離 0 km が台風中心に相当し、横軸は通過時間を中心からの距離に換算した値である. 台風前面・後面の風速場は、その最盛期から衰弱期への移行や雲・降水の非対称分布によって大きく異なっている. 台風前面では、下層で最大にな

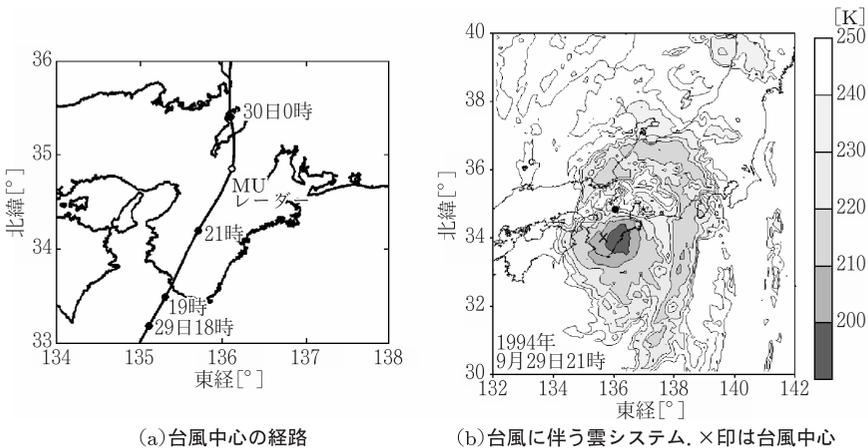


図 12.6 台風 9426 号の (a) 経路と (b) 衛星雲画像. Shibagaki et al. [2003] より改変

注 6) 観測された水平風から台風の移動速度を差引いた成分が軸対称であるとみなして、円筒座標系を適用し、中心から外向きの風 (動径風) と低気圧性回転の風 (接線風) に分けて解析を行う.

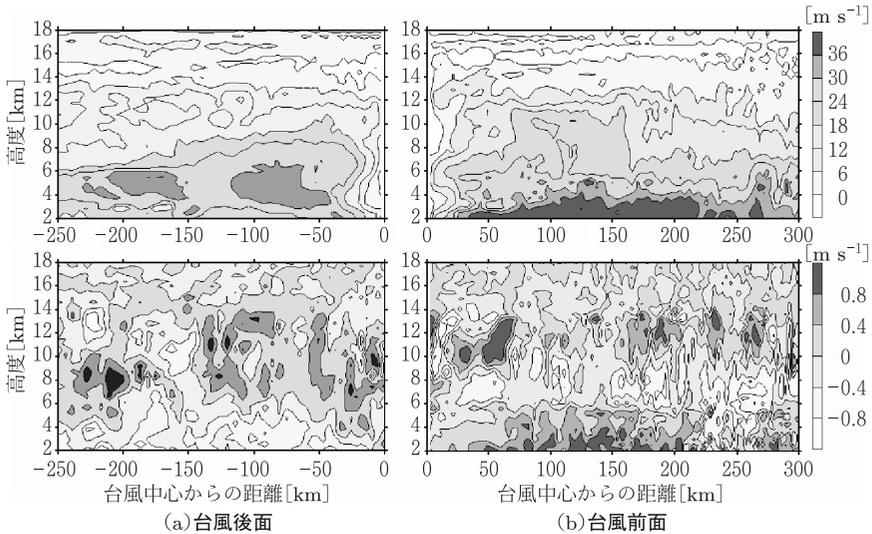


図 12.7 MU レーダーで観測された台風 94-26 号の (a) 後面および (b) 前面の接線風 (上図) と鉛直流 (下図). Shibagaki et al. [2003] より改変

る低気圧性循環が見られ、地形による影響で連続的な上昇流域が高度 6 km 以下に卓越している。また、高度 10~14 km では眼の壁雲や雲バンドに対応した強い上昇流域が観測された。一方、台風後面では低気圧循環は弱まり、前面のような顕著な鉛直流運動は見られない。

図 12.8 は、図 12.7 の台風中心付近を拡大した (a) 接線風および (b) 鉛直流である [Shibagaki et al., 2003]。台風中心近傍の接線風は高度方向にらせん構造を示すが、これは衰弱した台風の眼の形状の変化と考えられる。同図 (b) に示すように、このらせん構造に伴い、台風の眼域内部で下降流が生じていることが MU レーダーによる直接観測で初めて確認された。

最近では、10.4.3 項で述べた WINDAS のような複数のレーダーで台風の通過が同時にとらえられ、その空間構造の時間変化が直接観測されている。これにより、台風前面と後面、あるいは左側と右側の非対称構造などについて論じることが可能になりつつある。

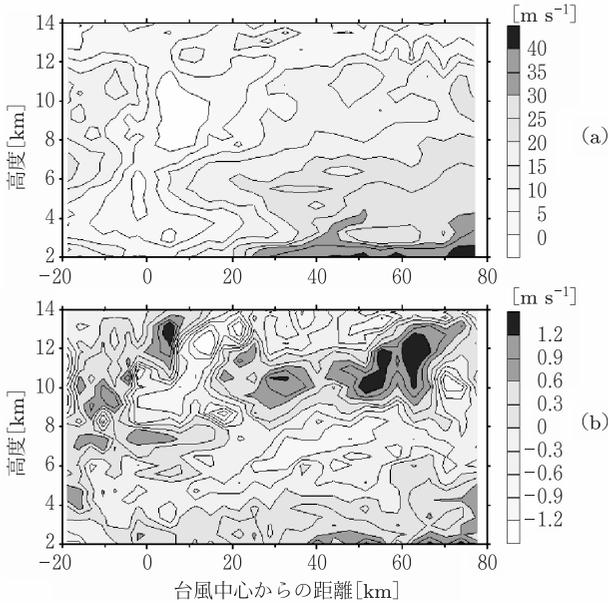


図 12.8 図 12.7 の台風中心付近を拡大した (a) 接線風と (b) 鉛直流. Shibagaki et al. [2003] より改変

12.2.3 対流

対流圏内の大気鉛直流変動は極めて複雑で、強風時における山岳波のようなものを除けば、多くの擾乱は雲対流の活動に対応していることが予想されている。MU レーダー観測結果からも、組織化された雲・降水系に伴うさまざまなメソスケール擾乱が解析されている [Fukao et al., 1989; Sumi, 1989; May et al., 1992; Shibagaki et al., 1997, 2000]。図 12.9 は梅雨期に日本列島に出現したメソ α スケール低気圧とそれに伴う雲クラスタの模式図である。雲クラスタの内部には、組織化されたメソ β および γ スケール対流雲が存在する。図 12.10(a) は、1991 年 7 月 4~5 日に MU レーダーで観測されたメソ α スケール低気圧 (L) の鉛直流変動である。ここで、時間軸を右から左の方向に取ることで図 12.9 の破線に沿った低気圧の東西構造を示すことができる。低気圧中心の東側 (上向き矢印の右側) では、メソ β スケール対流雲に対応した比較的高い上昇流が数時間持続している。さらに、その内部にはメソ γ スケール対流雲に対応した 1 時間程度の強

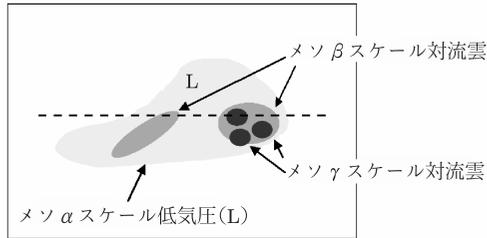


図 12.9 メソ α スケール低気圧 (L) と雲クラスタの模式図

い上昇流域がいくつもみられる。一方、低気圧中心の西側 (同左側) では、雲域を伴わない強い上昇流域が数時間卓越している。高層天気図から、この上昇流域は上層の偏西風トラフに対応するものであることが確かめられている [Shibagaki et al., 1997]。図 12.10(b) は、4 日 20~22 時に観測された鉛直流 - 東西風ベクトルと、同時に得られたエコー強度を重ね合わせたものである。20 時 30 分~21 時には、メソ γ スケール対流雲を示す強いエコー強度域がみられる。その内部では、中層で前方から吹き込み上昇した後に上層で前方へ吹き出す風の流れと、下側で後方から吹き込み下降する風の流れがよく示されている [Shibagaki et al., 2000]。

ローター 雲・降水系の特異な観測例として、前線面近傍に現れるローター (rotor) と呼ばれる循環が検出されることがある。従来は直接観測する手段がなく、上昇雲などから推定されていた現象であるが、1990 年 7 月に初めて Watanabe et al. [1994] によって MU レーダーで観測され、その 3 次元構造が明らかになった。この例を図 12.11 に示す。観測されたローターの時間および鉛直スケールはそれぞれ約 50 分および 2 km であり、同時に行われたラジオゾンデ観測によれば、静力学的に安定な成層構造を成している高度域に出現している。気象庁の気象レーダー観測およびメソ天気図の解析から、このローターは東西約 40 km、南北に約 150~200 km の大きさを持ち、東方へ時速約 50 km で進む中規模 (メソ β) 擾乱であると同定されている。

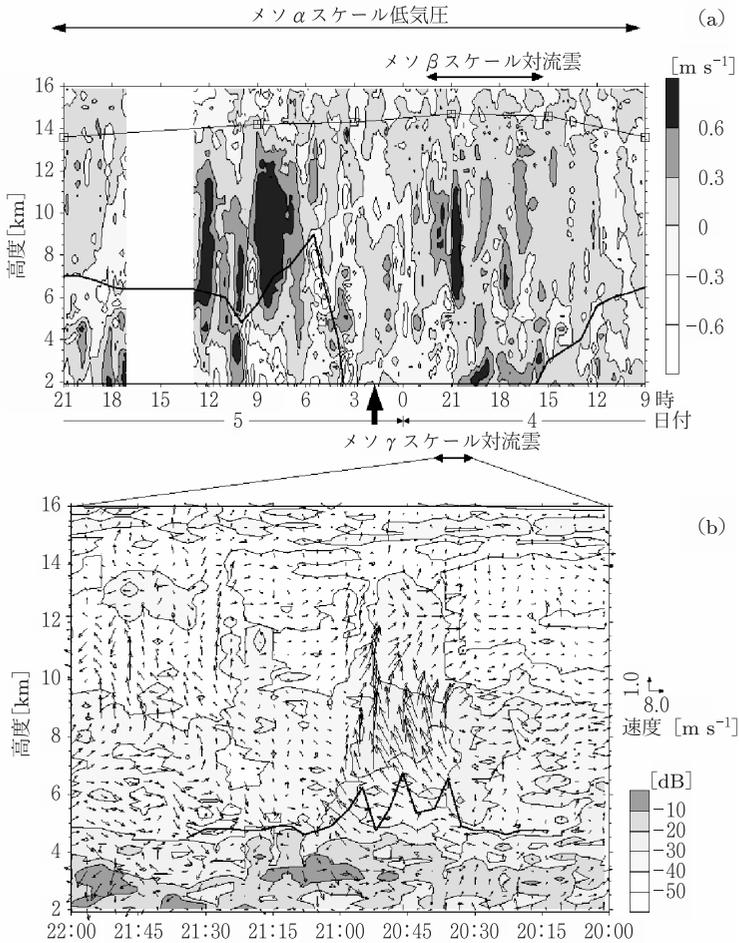


図 12.10 (a) 1991 年 7 月 4～5 日に MU レーダーで観測されたメソ α スケール低気圧の鉛直流変動。上向き矢印は低気圧通過時刻を示す。口印は信楽 MU レーダーサイトでのラジオゾンデ観測に基づく対流圏界面高度、太折れ線は水平風の鉛直シアーから推定された前線面高度を示す。(b) 4 日 20～22 時に観測されたメソ γ スケール対流雲。矢印は鉛直流 - 東西風ベクトルで、それぞれ上向き、および右向きを正とする。ただし、東西風は測定期間中の平均風速を差し引いている。また図中の太実線は MU レーダーで観測された降雨エコーの上端高度を示す。Shibagaki et al. [1997, 2000] より改変

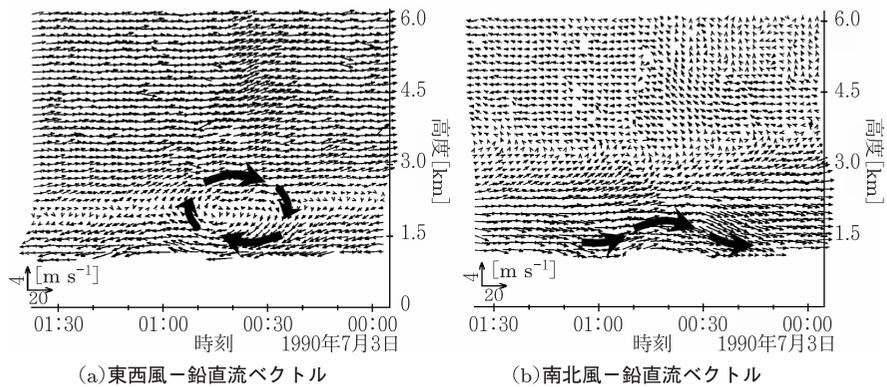


図 12.11 MU レーダーで観測されたローター。Watanabe et al. [1994] より改変

12.2.4 降水雲

熱帯域における積雲対流中の潜熱放出は大気の大規模な循環を駆動する。したがって、潜熱の鉛直分布を知ることは、積雲対流が大気大循環数値モデルに及ぼす影響をパラメータ化する上で特に重要とされている。潜熱の鉛直分布は積雲対流の鉛直構造に大きく依存する。従来、メソスケールの積雲対流は気象レーダーによるドップラー観測などで詳しく調べられてきた [例えば Atlas et al., 1973; Houze et al., 1989]。最近では 915 MHz 帯や 1.3 GHz 帯のウィンドプロファイラーを用いて、エコー強度、ドップラー速度、および速度幅の高度変化の特徴を利用して降水雲を分類することが可能になっている [Williams et al., 1995; Renggono et al., 2001]。

図 12.12 に示すように、3つの規準を用いて降水雲を4型に分類する。まず融解層に起因するエコー (ブライトバンド) の有無で対流性と非対流性に二分す

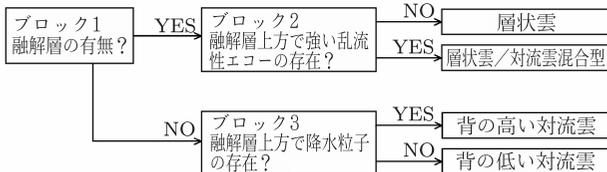


図 12.12 降水雲の分類法

る。次いで非対流性について融解層の上方で乱流性エコーの有無を調べて層状

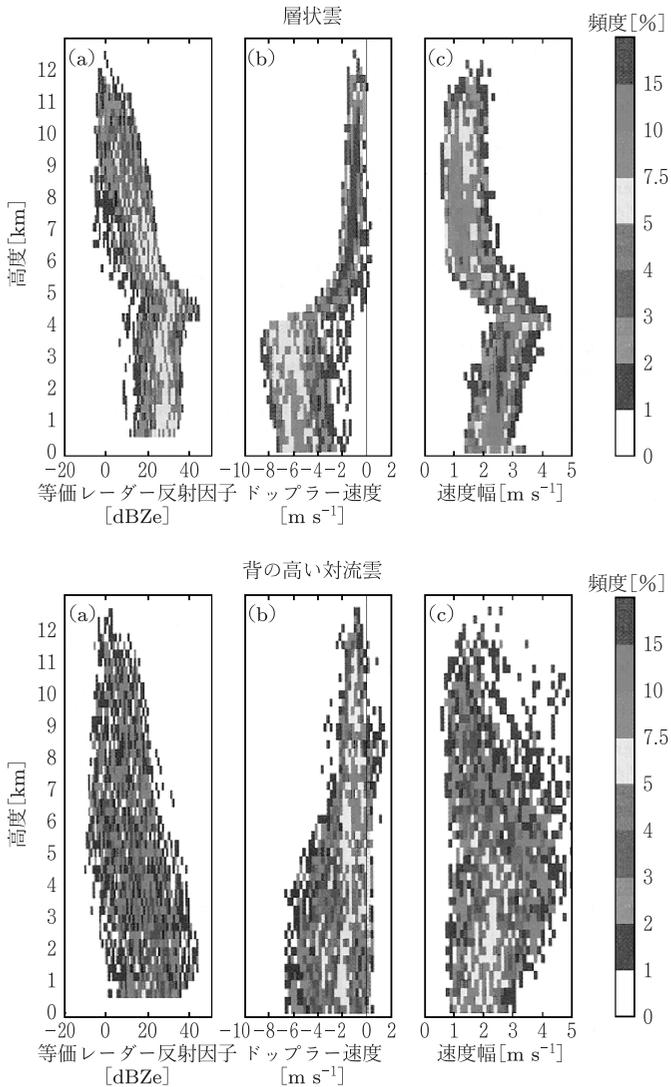


図 12.13 マヌス島で観測された層状雲 (上) と背の高い対流雲 (下) の (a) 等価レーダー反射因子 (レイラー散乱のほか、ミー散乱などによる散乱も含む), (b) 鉛直速度 (上向きが正), および (c) 速度幅の頻度分布。カラー図は巻末を参照。Williams et al. [1995] より改変

性 (stratiform) と混合型 (mixed stratiform/convective) の雲に分類する。一方、対流性について融解層の上方で降水粒子の有無を検出し、それぞれ背の高い対流性 (deep convective) と背の低い対流性 (shallow convective) の雲に分類する。図 12.13 は 11.8 節に既出のマヌス島における 1992 年 5 月～1993 年 2 月の 10ヶ月間の統計結果で、地表面で降雨が観測された全時間帯の層状雲と背の高い対流雲の発生頻度の高さ分布を示す。層状雲の場合、特徴的な融解層が存在しており、その上下で各量の特性が著しく変わっている。一方、背の高い対流雲の場合は幅広の速度幅分布が上方まで伸びており、降水粒子が上方に強く吹き上げられていると考えられる [Williams et al., 1995].

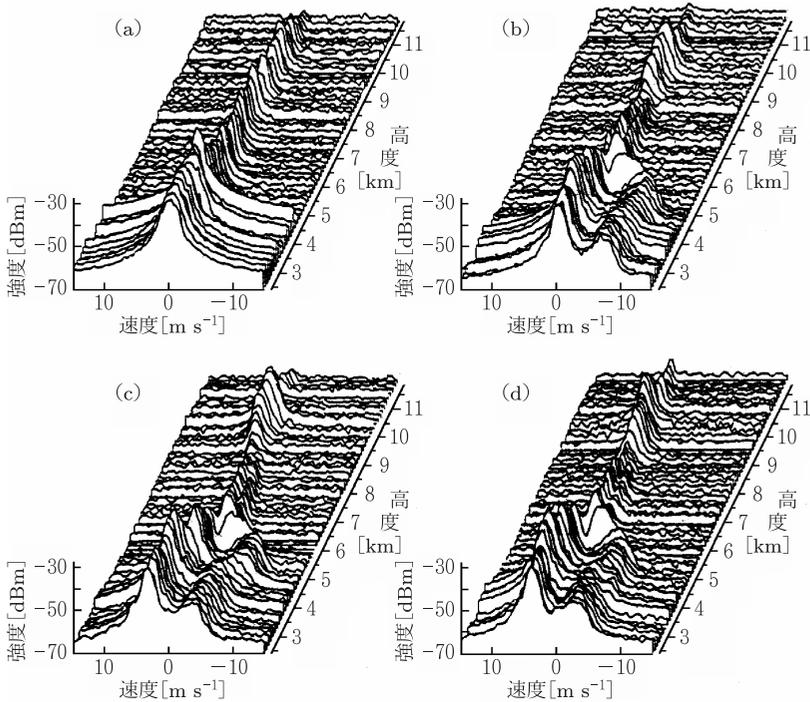


図 12.14 MU レーダーで観測された大気乱流と降水粒子のポワースペクトルの高度変化。(a) および (b) は天頂方向ビーム, (c) および (d) はそれぞれ北向きおよび東向き斜方ビームでの観測結果である。ドップラー速度は上向きを正とする。(a) は無降雨時, (b) ~ (d) では地上で 1 mm h^{-1} の降雨が観測された。Fukao et al. [1985e] より改変

12.2.5 降水粒子

MU レーダーで得られた降雨スペクトルと大気乱流スペクトルの例を図 12.14 に示す [Fukao et al., 1985e]. 同図は、6 分間の平均値である。無降雨時 (a) には大気乱流エコーのみのパワースペクトルが得られているのに対し、地上で 1 mm h^{-1} の降雨が観測された (b) ~ (d) では、左側のピークを中心とする大気乱流エコーに加えて右側のピークを中心とする降水粒子エコーが現れている。また、(b) ~ (d) の高度 6 km 付近には融解層が認められ、これより上の高度 6~8 km には氷晶と見られるエコーが現れている。

図 12.15 は 404 MHz 帯ウインドプロファイラーで観測された対流性降雨のパワースペクトルである [Kobayashi and Adachi, 2001]. レーダービームは天頂に向けられ、パワースペクトルは 1 分間の平均値である。地上における最大降水量は 50 mm h^{-1} であった。ゼロドップラー近傍の小さなスペクトル成分が大気エコーで、大きなスペクトル成分が降水粒子によるものである。狭い観測高度範囲の中でスペクトル形状が著しく変わっているのは粒形分布の変化を反映したものである。

図 12.16(a) は推定された雨滴粒径分布の高度変化を示す。同図 (b) はこの粒径分布を模式的に表示したもので、円弧の大きさが粒径を表している。高さ 3.25 km (大気温度約 10°C) で見られる直径 6 mm を越える巨大な雨滴が 2.75 km まで

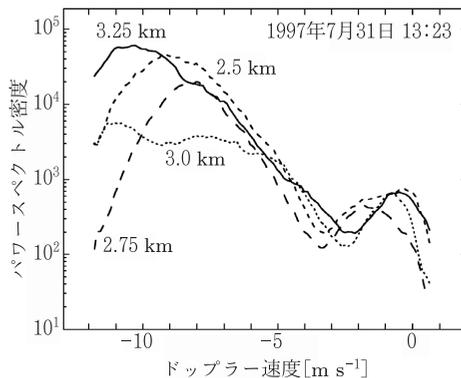


図 12.15 404 MHz 帯ウインドプロファイラーで観測された対流性降雨のパワースペクトル。ドップラー速度は上向きを正とする。Kobayashi and Adachi [2001] より改変

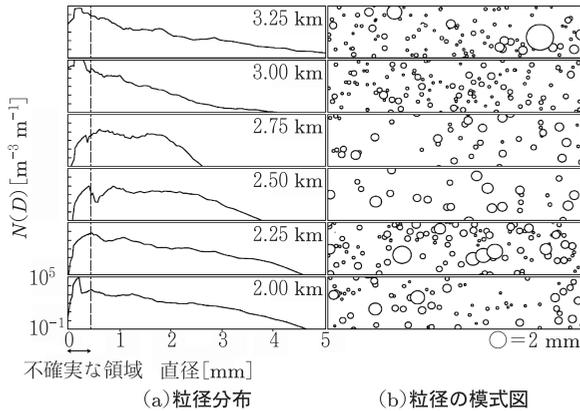


図 12.16 404 MHz 帯ウィンドプロファイラーで推定された (a) 雨滴粒径分布の高度変化と (b) 対応する粒径の模式図. Kobayashi and Adachi [2001] より改変

降下する過程で分裂し、そこで直径 1.5 mm より小さな雨滴が卓越していることが分かる。従来困難であった上層の雨滴粒径分布が正確に計測できることは、降水機構の研究や降水予測を行う上で重要である。

一般に 1.3 GHz 帯より低周波帯の大気レーダーには水雲を検知する感度はないが、粒形の大きな巻雲中の氷晶からのレイリー散乱は大気乱流エコーと同程度のエコー強度があり検知可能である [例えば Orr and Martner, 1996]。なお、氷晶エコーと大気乱流エコーの分離には氷晶の落下速度が大気鉛直速度より大きいことを利用できる [Ralph, 1995]。

12.3 大気のリモートセンシング

大気レーダーで観測される物理量は本質的に真上の高さ方向の 1 次元量であるが、観測を時間的に連続に行える点が特徴である。すなわち、ラジオゾンデを放球して行う定常高層気象観測はせいぜい 1 日に 2~4 回の頻度であるのに対して、大気レーダーは 1~10 分程度の間隔 (時間分解能) で観測できる。一般に、中層大気の運動はさまざまな波動 (大気波動) が重なったものとして理解することができるので、このような高さ-時間の高分解能データが得られることは、解析に好都合である。本節で述べる大気重力波はスケールが小さく、大気レーダー観測

ると対流不安定が発生する。一般に重力波の不安定現象は、高周波数側では主に対流不安定により、低周波数側ではシヤール不安定により起こるとされている。これらの高度より上では、重力波の振幅成長が止まり飽和する。一方、波の振幅に質量を掛けた量は重力波が運ぶ運動量であり、さらにこれに重力波の鉛直流変動 w' を掛けた量 $\rho_0 u' w'$ は、波が上向きに運ぶ運動量フラックス (レイノルズ応力) である。波が定常状態になっている高度ではこの値は一定であるが、砕波する高度ではこの運動量が平均流に移行し、平均流は減速を受ける。

分散関係式 重力波は波長によって伝搬速度が異なる。水平波数 k 、鉛直波数 m 、および角周波数 ω の関係を規定する式は分散関係式 (dispersion equation) と呼ばれ、以下のように導かれる^{注 8)} [例えば松野, 島崎, 1981; Kato, 1980].

$$m^2 = \frac{k^2(N^2 - \omega^2)}{\omega^2 - f_i^2} \quad (12.1)$$

ただし N は前出のプラント・バイサラ振動数で、周期に換算すると、対流圏および成層圏ではそれぞれ 10 分および 5 分程度である。 f_i は慣性振動数で緯度 ϑ に対して $f_i = 2\Omega \sin \vartheta$ で与えられる。ただし Ω は地球自転角速度 ($7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) である。 $\vartheta = 35^\circ \text{N}$ では f_i は周期 (慣性周期) にして約 21 時間である。プラント・バイサラ周期より長く慣性周期より短い周期のものが重力波として伝搬可能である。周期が長くコリオリ力の影響が強い重力波を特に慣性重力波と呼んで区別する。重力波の重要な特徴は、群速度と位相速度が水平方向では同じ向きであるが、鉛直方向では逆向きになることである。すなわち、時間とともに位相が下方に伝搬する (等位相の高度が下降する) 重力波の群速度 (エネルギーの伝わる方向) は上向きである。慣例にしたがって ω を正とすると、エネルギーが上 (下) 方に伝搬するときの m は負 (正) となる。

慣性重力の各成分間の偏波関係は

$$v' = -\frac{if_i}{\omega} u' \quad (12.2)$$

$$w' = -\frac{k}{m} u' \quad (12.3)$$

注 8) 断熱的で摩擦のない大気において、運動方程式、質量保存則、熱力学第 1 法則を時間、空間について調和関数形の 1 次の摂動量に対して解く。ここでは重力波成分のみに着目し音波成分は除いてある。

で与えられる．ここで u' および v' はそれぞれ波動の進行および直交方向の風速変動， w' は鉛直流の変動分である．式 (12.2) から水平風成分は伝搬方向に長軸を持つ楕円偏波となることが分かる．北半球では，同式より $u \propto \exp(jmz)$ とすると $v \propto \exp(jmz - \pi/2)$ となる．この関係から，北半球ではその偏波方向は高度が高くなるとともに， m が負のとき上から見て右回り（時計回り），正のとき左回り（反時計回り）となる．この向きは南半球では逆となる．また長軸と短軸の比から波の周波数が決められる．一方，式 (12.3) は波数ベクトルと振動の方向が直交していること，すなわち重力波が横波であることを示す．また，式 (12.3) を用いれば鉛直風成分の向きから水平伝搬の方向を一意的に定めることができる．この手法はホドグラフ (hodograph) 解析と呼ばれ，慣性重力波の解析にしばしば用いられている [例えば Maekawa et al., 1984; Hirota and Niki, 1986; Gavrilov et al., 1996]．

下層大気中で励起され上方に伝搬する重力波は，高度と共に振幅が増大する．中間圏における卓越成分の振幅は対流圏の 10 倍程度にもなる．このため，対流圏では目立たない重力波も中間圏では大きな振幅となる．図 12.18 は MU レーダーにより 1986 年 10 月 13～31 日の期間に観測された中間圏（高度 60～90 km）の南北風成分である [Tsuda et al., 1990a]．大気レーダーではこの高度域の観測は，自由電子が存在する時間帯のみ可能であるので，日中 (0900～1500LT) のみの 1 時間平均プロファイルが示されている．各プロファイルに見られるほぼ正弦波状の振動は卓越している重力波によるものである．

地上に固定された大気レーダーで観測される重力波の角周波数 ω と水平波数 k は，背景風が時間的にも水平方向にも変動しないとき，保存される．一様な流れ（平均流） \bar{u} の中の重力波については，式 (12.1) ～ (12.3) に示す分散関係式および偏波関係式の ω を下式の ω_i で置き換えればよい．

$$\omega_i = k(c - \bar{u}) \quad (12.4)$$

ここで， c は観測される位相速度で $c = \omega/k$ である．また， ω_i は流れに乗った座標系における角周波数で固有角周波数 (intrinsic angular frequency) と呼ばれる．

臨界層 背景風が高さとともに変化する（すなわち風速シヤーのある）大気中を重力波が伝わり， c が \bar{u} と等しくなる高度まで到達すると，波の鉛直方向の群速度は零となり，波はそれ以上の高度に伝搬できない．この高度域を臨界層という．

重力波が臨界層でとらえられる様子が MU レーダーで観測されている [Yamanaka

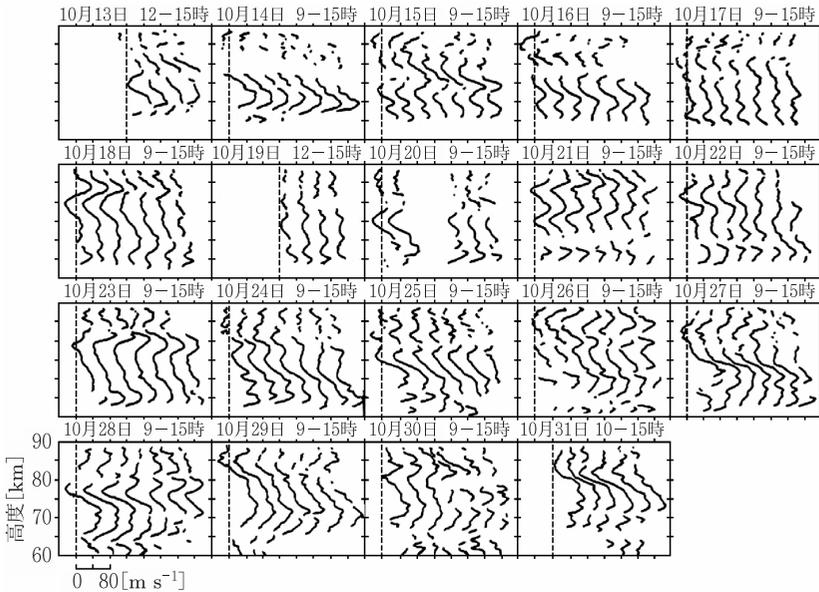


図 12.18 MU レーダーにより 1986 年 10 月 13~31 日の期間に観測された中間圏 (高度 60~90 km) の風速変動。東向き成分のみが示されている。Tsuda et al. [1990a] より改変

et al., 1989]. 図 12.19 は観測された東西風の平均と風速変動の高度分布である。下部成層圏高度 (14~24 km) では、位相が下方に伝搬する比較的長周期の波が卓越していることが分かる。観測周期は約 22 時間で鉛直波長は 2~3 km である。ここで、データを 30 分間ずつ平均してホドグラフ解析を順に施すと、重力波のパラメータが推定できる。例えば固有周期の平均は約 7 時間である。

図 12.20(a) に東向き位相速度 c_x の頻度分布を、同図 (b) に重力波が臨界層でとらえられる様子を模式的に示す。(a) の太線は図 12.19(b) の平均流 \bar{u} である。同図から明らかなように、ジェット気流の下方では $c_x \approx \bar{u}$ である。これは平均流によって波がとらえられている証拠である。一方、ジェット気流の上方では $c_x < \bar{u}$ となっている。これはジェット気流で重力波が励起され、上方へ伝搬する途上で臨界層により次々ととらえられることを示している。

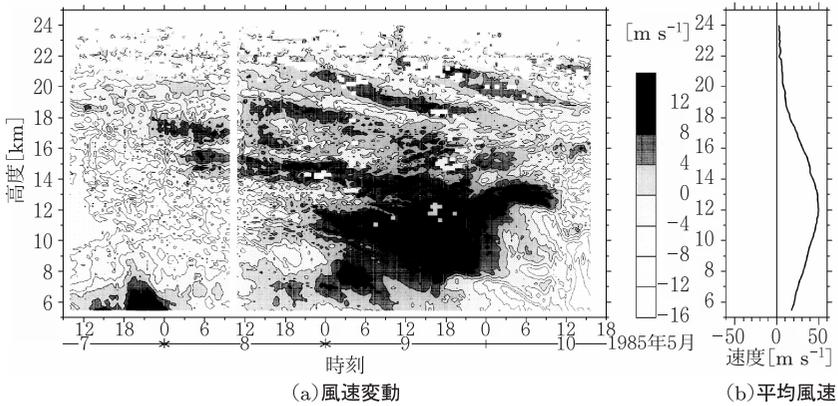


図 12.19 MU レーダーで観測された東西風の高度分布例. Yamanaka et al. [1989] より改変

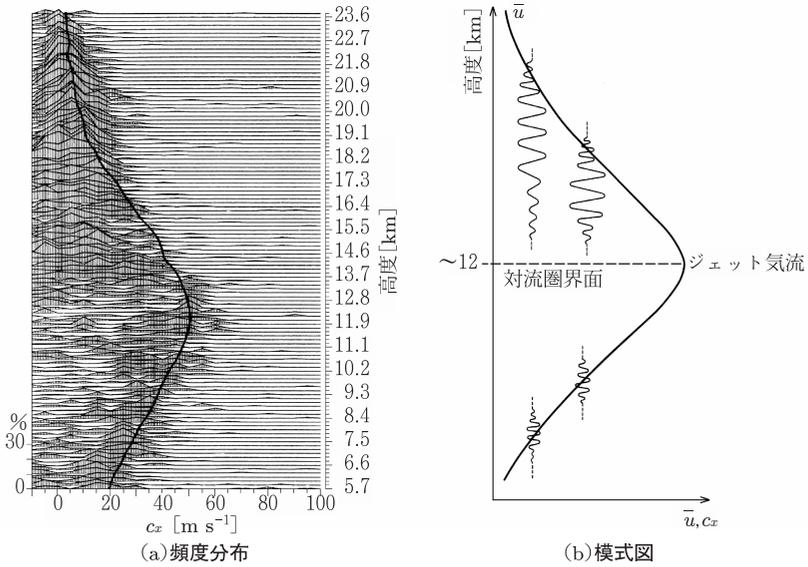


図 12.20 東向き位相速度 c_x の頻度分布と臨界層において重力波がとらえられる模式図. Yamanaka et al. [1989] より改変

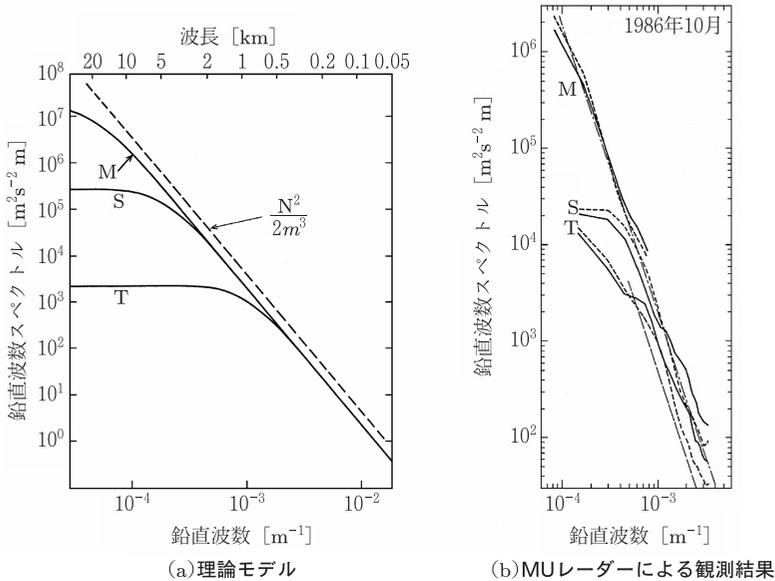


図 12.21 大気重力波の鉛直波数スペクトル. (a) 理論モデル. M, S, および T はそれぞれ中間圏, 下部成層圏, および対流圏における水平風の鉛直波数スペクトルを示す. Smith et al. [1987] より改変. (b) MU レーダーによる 1986 年 10 月 13 ~31 日の期間の観測結果. 実線および点線はそれぞれ風速の東西風および南北風成分. 理論値は一点鎖線 (S および M で共通) および破線 (T) の直線で示されている. Tsuda et al. [1989b] より改変

鉛直波数スペクトル 図 12.17 のように重力波が準単色波として検出されることはまれで, 一般に観測されるのは多くの波が重畳したものである. そのため, 風速の時間変化や高度プロファイルをもとに周波数あるいは鉛直波数スペクトルを解析することが多い. 一般に, 鉛直波数が大きい (鉛直波長が短い) 重力波ほどシヤーは大きくなり, 比較的小振幅でも不安定となって飽和する. したがって, 鉛直波数スペクトルは高波数側から飽和していく. 鉛直波数スペクトル密度は, 飽和した領域では鉛直波数 m の -3 乗に比例し, この傾きは高度によらず一定となる. 一方, 低波数の波は飽和せず高高度まで到達できる. したがって, 未飽和領域は傾きが零で, パワースペクトルはブラント・バイサラ振動数 N の自乗で定まり, 高度とともに増大する. 図 12.21(a) に鉛直波数スペクトルの理論モデルを示す [Smith et al., 1987]. なお, 低波数領域での中間圏と対流圏におけるパワース

ペクトルの比が理論モデルで約 10^4 倍となるのは大気密度の減少による。観測される比がこれより小さいのは重力波が伝搬途上で碎波・飽和することによる。

同図 (b) は (a) で述べた中間圏 (M), および同時に MU レーダーで観測された下部成層圏 (S) と対流圏 (T) における風速変動の鉛直波数スペクトルである [Tsuda et al., 1989b]. 理論モデルは, レーダー観測中にラジオゾンデを放球し, 温度プロファイルを測定して得られた N^2 をもとに推定されている. 同図から, 観測値は中間圏では理論モデルとよく一致しており重力波が飽和していることが示される. 一方, 下部成層圏や対流圏で両者はわずかに一致しない. これは, 下部成層圏では重力波活動に年周変化があるため, 活動度が低い秋季に当たるこの観測時期には完全に飽和していないためと考えられる. また, 対流圏では重力波以外の変動成分が寄与しているため理論モデル曲線を上回っている [Tsuda et al., 1989b].

運動量フラックス 7.2.4 項で示した 2 対のレーダービームを用いる方法で重力波の運動量フラックスが測定されている [例えば Reid and Vincent, 1987].

MU レーダーは定常的に高度 60~85 km の風系を月に数日間連続観測している. このうち 1985~88 年の 3 年間のデータを用いて調べられた重力波による運動量フラックスの季節変化を図 12.22(a) に示す [Tsuda et al., 1990b]. (a) 上図は, 天頂角が 10° の場合について周期 5 分~2 時間の東向き視線方向風速の分散値の月平均値を示したものである. いずれの年も, 夏季に $10\sim 14 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ の大きさの極大値が現れ, 冬季も比較的大きな値となっている. 一方, 春分・秋分季には極小となり, 全体として半年周期で変動している. また, (a) 下図は式 (7.38) により推定された運動量フラックスである. ここで東向きを正としている. 運動量フラックスは夏に東向き ($2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), 冬に西向き ($-1.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) という年周変化を示すことが示されている. これは, 重力波が下層から上層へ伝搬する途上で, 季節によって特徴的な選別が起こっていることを意味している.

図 12.22(b) は, 夏季および冬季において標準大気 (CIRA 1986) [Fleming et al., 1990] の密度を乗じて得られた単位体積あたりの運動量フラックスの高度プロファイルである. 振幅は高度とともに減じており, 運動量フラックスが背景風に移行していることが示唆される. 平均風を加減速する力は運動量フラックスの高度勾配から算出される. その値は夏季は東向きで $7\sim 13 \text{ m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$, 冬季は西向きで $8\sim 11 \text{ m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$ で, いずれも平均風を減速する向きに働いており, 重力波が大規模循環に大きな影響を及ぼしている証拠となっている.

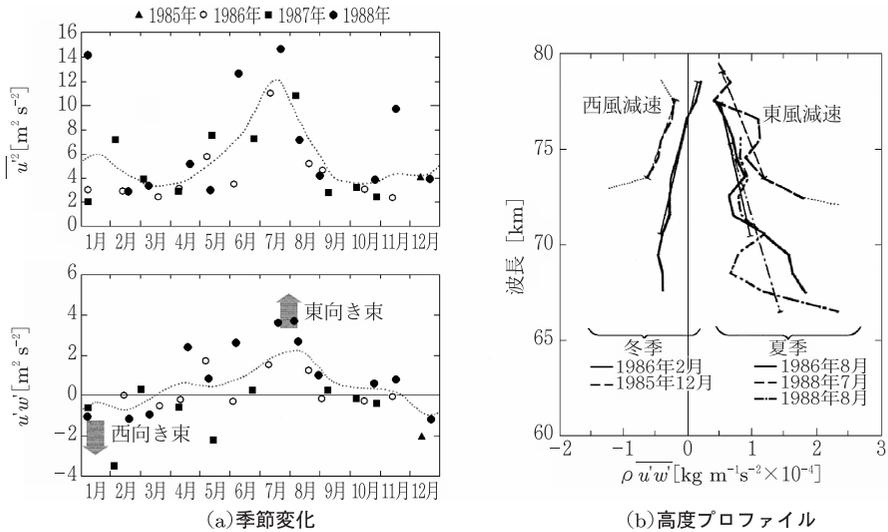


図 12.22 (a) 1985~88 年の MU レーダー観測から求められた、周期 5 分~2 時間の東西視線方向風速変動についての分散値 (上図) および運動量フラックス (下図) の季節変化. (b) MU レーダー観測結果から求めた冬季および夏季における単位体積あたりの運動量フラックスの高度変化. Tsuda et al. [1990b] より改変

乱流 乱流散乱のエコー強度を風系と同時に観測することにより、重力波に起因する大気不安定が乱流を生成する過程を詳細にとらえることができる [例えば Yamamoto et al., 1987, 1988; Muraoka et al., 1987]. 図 12.23 (a) は MU レーダーで観測された中間圏高度の北向き風速プロファイルである。背景風のシャーに鉛直波長数 km~10 km の重力波が重畳している。この効果により高度 71~73 km で風速の鉛直シャーが強められており、その高度が時間とともに下降している。一方、同図 (b) は同時間帯のエコー強度分布である。強いシャーとほぼ同じ高度に厚さ 2~5 km の強い散乱層が存在し、それが重力波の位相伝搬ともなって下降している。Yamamoto et al. [1987] は、この領域でリチャードソン数が零になりプラント・バイサラ振動数に近い鉛直流擾乱が発生することを見出している。これは、対流不安定が発生し、それによって引き起こされた小規模な風速擾乱に起因したものと推定されている。

実際には大気潮汐波やプラネタリー波といった、より大規模な波動も背景風を变形している。これに重力波が重畳することでシャーが強められると、そこで大

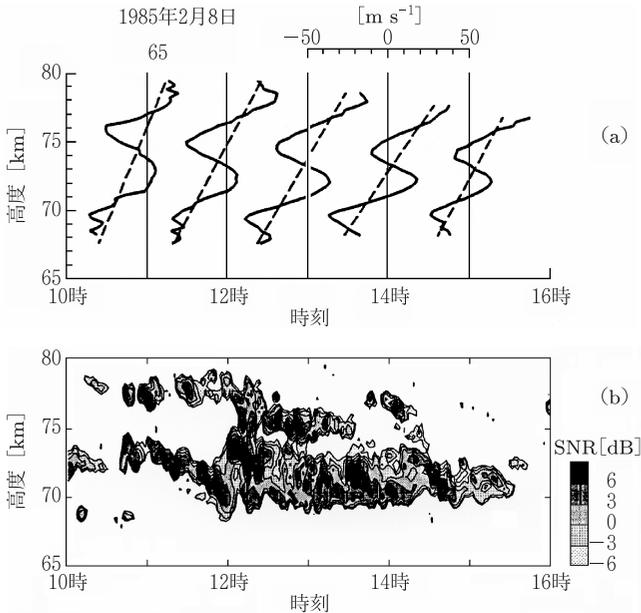


図 12.23 MU レーダーで観測された大気重力波と乱流の例. (a) 中間圏における 1 時間ごとの北向き風速プロファイルで、破線は背景風のシャーを示す. (b) 同時間帯のエコー強度の時間・高度変化. Yamamoto et al. [1987] より改変

気不安定が発生し乱流が生成されるものと考えられる. 熱や運動量あるいは物質の輸送を考える上で, 乱流の生成が時間的・空間的に一様でないことは注意を要する注 9).

長期間のデータを 7.3.2 項の方法で解析し, 乱流の長期変動を調べることができる [Fukao et al., 1994; Kurosaki et al., 1996]. 図 12.24(a) は MU レーダーで観測された中間圏高度における季節変化の 1 例である. 夏に鉛直渦拡散係数が特に大きく, 冬にも高度 70 km より上で若干大きいのは, 重力波活動度の季節変化と対応しており, 乱流発生が重力波の砕波によることを示唆している. また同図

注 9) 7.3.2 項で述べた鉛直渦拡散係数 K は, 厳密にはエネルギー (温度) の等方渦拡散係数である. 同じ散乱体積内の物質あるいは運動量 (渦粘性) のそれと一致するとは限らない. しかしながら, これまでの研究の精度内では異なる物理量に対する拡散係数を区別するに至っておらず, それらはほぼ等しいオーダーと第 1 近似的に考えられている.

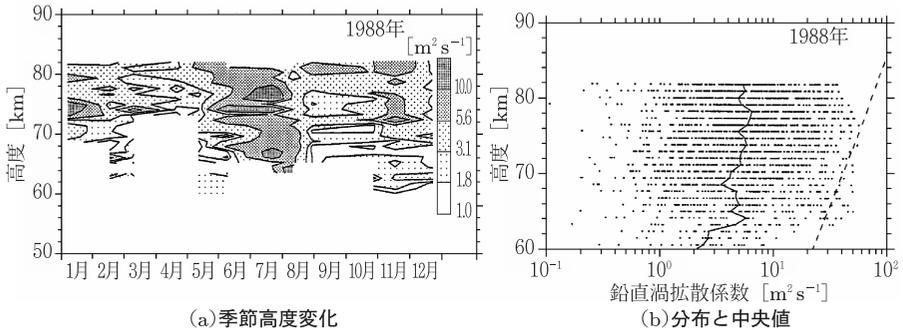


図 12.24 MU レーダー観測で得られた (a) 鉛直渦拡散係数の季節・高度変化および (b) 平均高度分布と中央値 (実線). (b) の破線は Ogawa and Shimazaki [1975] による鉛直渦拡散係数のモデル値. Fukao et al. [1994] より改変

(b) に示すように拡散係数のプロファイルは大きなばらつきを示しているが、その中央値は Ogawa and Shimazaki [1975] によるモデル値と比較すると 1 桁小さい。乱流の卓越スケールが散乱体積以上で、大気レーダー観測ではとらえられていない可能性がある。

重力波の励起源 これらの波の励起源を調べるさまざまな観測が大気レーダーで試みられている。第 1 の励起源は、下部対流圏の気流が山岳を越えるとき流線が強制されて上下に変形を受けることによるもので、発生する波は山岳波と呼ばれる。西風が強く吹く日に、中国山脈の東側（つまり風下側）に発生した山岳波の鉛直伝搬によって鉛直流変動が活発化する様子が MU レーダーで観測されている [Sato, 1990]。第 2 にジェット気流に伴う水平風の鉛直シヤーが原因で発生する力学的不安定がある。重力波活動度が冬季に活発で夏季に弱く、ジェット気流と極めて良い相関を持っていることが MU レーダーでも確かめられている [Murayama et al., 1994]。第 3 の励起源は対流圏内の各種低気圧などに伴う局所的な対流不安定であり、日本付近を通過する閉塞性温帯低気圧 [Fukao et al., 1989]、発達期の気圧の谷 [Sato, 1989] のほか台風 [Sato et al., 1991; Sato, 1993; Dhaka et al., 2003] などから発生した重力波が MU レーダーなどでとらえられている。さらに第 4 の励起源として地衡流調節と呼ばれる過程がある。コリオリ力と圧力勾配力が釣り合った状態を地衡流平衡と呼び、自由大気中で一般に第 1 近似的には成り立っている。しかし、何らかの理由でこの平衡からずれると、そのずれが重力波

として飛散し、再び平衡状態に近づくというのが地衡流調節である。より詳しくは、平衡状態として運動方程式の非線形項も含めたバランスを考え、そこからのずれが重力波になることが実際に多くの場合に確かめられている。例としては、温帯低気圧に伴う局所的なジェット気流の強化により発生する重力波が知られている [Fritts and Luo, 1992; Gavrilov et al., 1999; Zhang et al., 2001]。

風が弱い赤道域では山岳波が立ちにくい。それに代わって地上付近で大気に与えられる太陽放射エネルギーが、活発な積雲対流やそれに伴う水蒸気による潜熱放出を介して上方に運ばれ重力波を励起していると考えられているが、まだ観測は十分ではない。

12.3.2 大気境界層

大気境界層のうち、地表面近傍のごく低層を除く惑星境界層 (planetary boundary layer; PBL) の力学と構造についても、近年境界層レーダーや下部対流圏レーダーの利用が進められた結果、観測的知見の蓄積が目覚ましく進んでいる。図 12.25 に示すのは、鉛直風および水平風の高度プロファイルの日変化の観測例である [Hashiguchi et al., 1995a]。 (a) はエコー強度と鉛直流-東西風ベクトルを重ね合わせたもの、(b) は同じく東西風-南北風ベクトルを重ね合わせたものである。

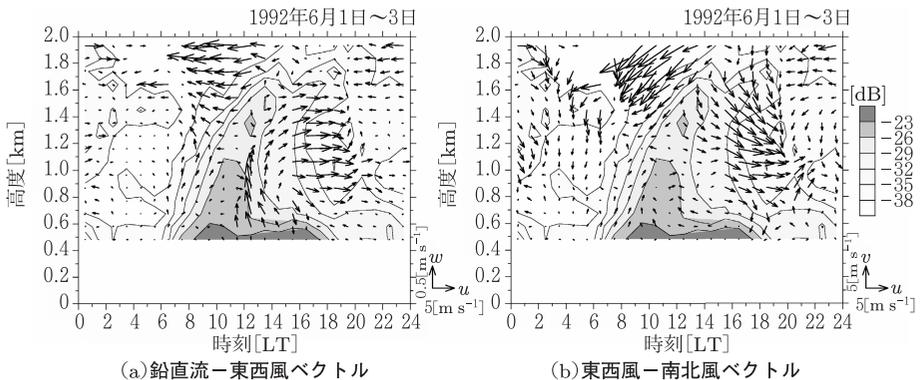


図 12.25 境界層レーダーで観測された大気境界層の日変化。風ベクトルは鉛直上向き、東向き、および北向き成分を正とする。陰影はエコー強度を示す。Hashiguchi et al. [1995a] より改変

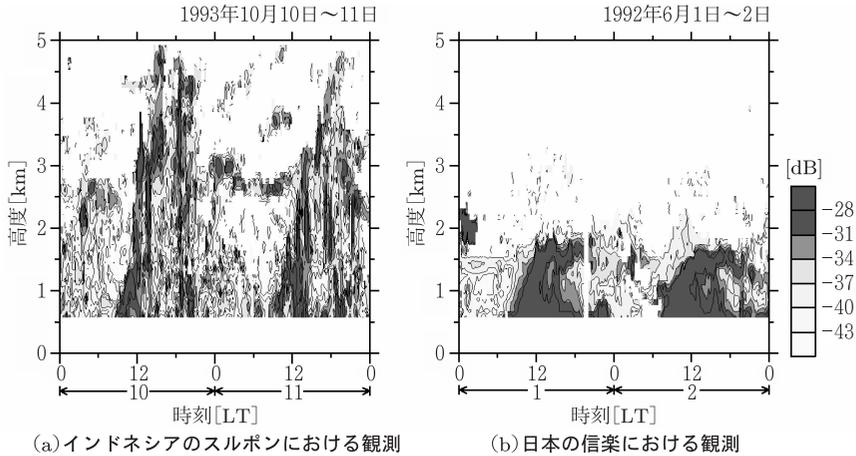


図 12.26 同一の境界層レーダーで観測された典型的なエコー強度の時間変化 (いずれも現地時間). 色の濃い領域が強いエコー強度を示す. Hashiguchi et al. [1995a, b] より改変

共に 1992 年 6 月 1~3 日の 3 日間の平均値で, 晴天日に大気境界層を連続観測することによって, その日変化が明瞭にとらえられている. 午前 7 時頃からエコー強度の強い領域が急速に上昇しているが, これは太陽高度が上がるに伴い大気境界層が発達することを示している. 大気境界層内部にはこの上昇速度 ($\sim 0.07 \text{ m s}^{-1}$) よりはるかに大きな上昇流が存在することが示されている. 同時に観測されたスペクトル幅からこれに伴い強い乱流が生成されていることが確認されており, 乱流によって境界層大気が強く混合されていることがうかがわれる.

図 12.26 はインドネシアと日本における典型的な晴天日エコー強度の鉛直分布の日周期変化を示す [Hashiguchi et al., 1995a, b]. (a) は赤道に近いジャカルタ近郊スルボン (6.4°S , 106.7°E), (b) は滋賀県甲賀市信楽町の MU レーダーサイトでの観測例で, 同一の境界層レーダーを移設して得られたものである. 一般にコリオリ力効果が小さくなる低緯度ほど大気境界層高度が高くなることが知られている. これらの図からも, 赤道域では日本に比べてはるかに層厚の大気境界層が生成されていることが分かる.

12.4 大気レーダーの応用技術

近年、多くの大気レーダーに RASS 機能が付加され、大気温度や水蒸気量が測定されている。また、新しいレーダー映像法の開発が盛んに行われている。大気レーダーは準標準的な気象測器としての評価も確立し、ネットワーク化が進められている。本節では大気レーダーの応用技術の一部を概観する。

12.4.1 RASS 法による大気温度と水蒸気量の観測

大気温度測定 気象官署で定常的に行われているラジオゾンデによる高層大気温度測定の頻度は1日2回程度であるが、近年、大気レーダーに RASS 機能を付加することによりこれよりはるかに高い時間分解能の観測が可能になった。図 12.27 は、MU レーダーの RASS 観測によって得られた仮温度プロファイルの時間変化を示す [津田, 2001]。高度分解能は 150 m である。横軸上端の温度スケールは左端の初回観測時の仮温度に対応する。観測された仮温度プロファイルが、順に右方向に 3.69 分、 2.46°C ずつ移動表示されている。同図から、対流圏界面までの気温減率は平均 $6.67^{\circ}\text{C km}^{-1}$ であることが読み取れる。また、仮温度プロファイル上に大気重力波によると推定される規則的な微細温度変動が観測されている。なお MU レーダー・RASS とラジオゾンデによる同時観測の結果では、両者の仮温度プロファイルは高度 7.0 km 以下で約 0.3 K の精度で一致している [Tsuda et

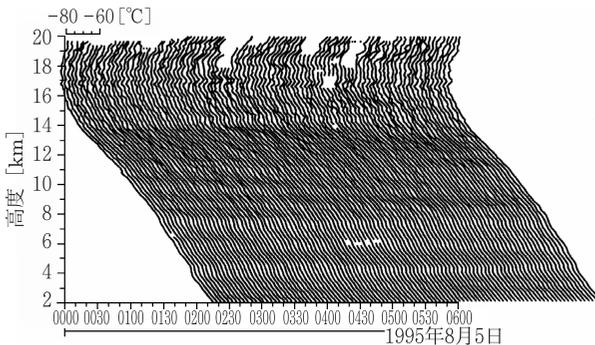


図 12.27 MU レーダー・RASS 法により 1995 年 8 月 5 日に観測された温度プロファイル。津田 [2001] より改変

図 12.28 MU レーダー・RASS 法により 1991 年 8 月 3~4 日に観測された寒冷前線の構造。観測期間中の平均温度プロファイルからの温度変動分 (ΔT) を等高線で、また鉛直流および北向き風速の平均プロファイルからの変動分 (それぞれ Δw および Δv) をベクトルで示す。カラー図は巻末を参照 [津田, 2001]

al., 1994].

風速と温度の同時測定は気象現象を理解する上で重要である。図 12.28 に示すのは、MU レーダー上を通過した寒冷前線前面で、MU レーダー・RASS 法によって観測された温度変動と風速変動の鉛直構造である [津田, 2001]。同図の時間軸は右から左方向で、近似的に前線の東西構造がとらえられている。寒気がくさび形に暖気の下に潜り込み先端部で強い上昇流が生じていることなど、寒冷前線の特徴が明瞭に現れている。

水蒸気量の推定 水蒸気は潜熱の吸収と放出に関わっており、大気のもっとも重要なパラメータの 1 つである。そのほとんどが地上から高度 5 km 程度までの対流圏下部に分布し、その高度プロファイルは時間と場所によって大きく変化する。図 12.29 は MU レーダーで観測された相対湿度 (b) を同期間に 3 時間ごとに放球されたラジオゾンデの結果 (a: 放球時刻を \times と \triangle で表示) と対比したものである [Furumoto et al., 2003]。MU レーダー観測の時間分解能は 10 分、高度分解能は 150 m である。

推定に必要な初期プロファイルには \triangle のラジオゾンデデータが用いられている。同図より、両者が良く一致していることが分かる。また、MU レーダーの観測結果にはラジオゾンデではとらえられていない 1~1.5 時間の短周期変動が認められ

図 12.29 1999 年 7 月 29 日 12:40～同 30 日 23:00 の相対湿度の高度・時間変動。(a) ラジオゾンデ、および (b) MU レーダーの観測結果。ラジオゾンデの放球時刻が × と △ で示されている。カラー図は巻末を参照。Furumoto et al. [2003] より改変

る。さらに、図中の * と白線は気象衛星で推定されたレーダー上空の雲頂高度を示しているが、その変動にはレーダーで得た水蒸気分布と良い対応が見られる。

12.4.2 多ビームおよびレーダー映像法による散乱層の観測

多ビーム観測 多方向にレーダービームを走査して上空の電波散乱層の詳細な構造を観測することにより、大気構造や力学的な特性について調べる研究が行われている。その 1 つは 3.4.3 項で触れたエコー強度の天頂角依存性である。対流圏界面で天頂ビームと斜方ビームのエコー強度比 (アスペクト比) が卓越することを利用して圏界面高度が地上からリモートセンシングされている [例えば Gage and Green, 1979, 1982; Yamamoto et al., 2003]。

そのほかに方位角依存性についても最近いくつかの研究がある [例えば Tsuda et al., 1997; Worthington et al., 1999]。図 12.30 は MU レーダーの高速走査機能を用いて観測されたエコー強度の水平分布を高度別に示したものである。約 10 分間で天頂角 24° 以内の 65 方向にビームを走査し、その結果を 6 回平均してい

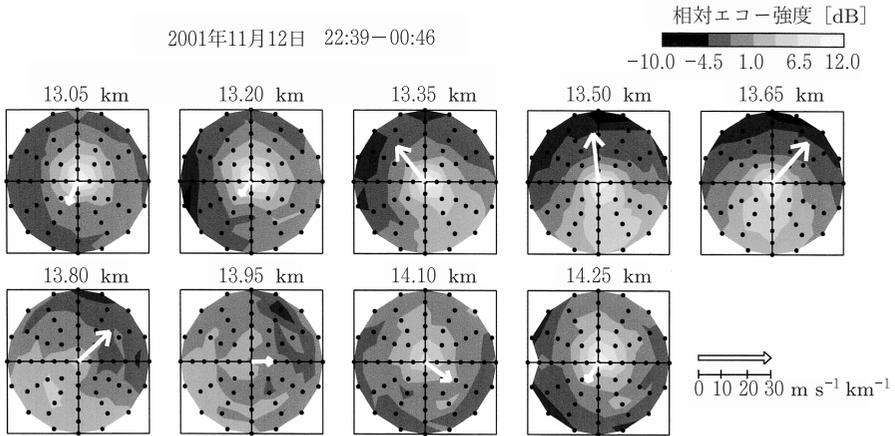


図 12.30 MU レーダーにより高度 13.05~14.25 km の範囲で観測されたエコー強度の水平分布 (陰影). 矢印は風速鉛直シヤー最大方向. 図内の黒点はアンテナビームの方向を表す. エコー強度は各高度における全ビームの平均からの差を示す

る. 同図から, 天頂角 24° においても方位角によりエコー強度が異なる (エコー強度に方位角異方性がある) ことが分かる. 一方, 図中の矢印は水平風速の鉛直シヤーが最大になる方向を示している. 高度が上がるにつれてシヤー最大方向が時計周りに回転している様子が見られる. これは先に述べた上方伝搬する大気重力波による水平風の変調を反映したものである. この図で注目されるのは, 強いエコー域が風速シヤー最大方向と逆方向に分布していることである. この関係は, 対流圏・下部成層圏のすべての高度に見られることから, エコー強度の方位角異方性は, 大気重力波に伴う水平風の鉛直シヤーによって生じる大気不安定 (シヤー不安定) に起因しているものと考えられている.

SDI/FDI 観測 7.6 節で述べた SDI および FDI 法による観測を適用して詳細な大気構造を調べる試みが多くなされている. 例えば, Palmer et al. [1991] は SDI 法の式 (7.113) で推定される鉛直流と DBS 法の鉛直ビームで直接測定される値とを比べている. その結果, 散乱層がわずかに傾斜するとき, DBS 法では水平風速が鉛直流に漏れ込み, 正確な鉛直流推定が妨げられることを示している.

FDI 法と, これによらない通常の DBS 法観測を交互に繰り返すことにより FDI 法の効用が示される. 図 12.31 は, MU レーダーで対流圏から成層圏の鉛直方向

図 12.31 MU レーダーの鉛直ビームで観測されたエコー強度の時間-高度分布. (a) FDI 法を用いない場合と (b) 用いた場合の比較. Kilburn et al. [1995] より改変

の大気エコー強度を観測したもので、(a) は DBS 法を用いて高度分解能 300 m で得られた結果である。一方、同図 (b) は帯域内で 500 kHz 離れた 2 周波を用いた FDI 法による観測結果を示している。例えば高度 6.45 km 前後に (a) では識別できなかった 2 層の薄いエコー層が (b) では鮮明に現れている。また、それらが数時間以上にわたって持続的に停滞することなど、高分解能化によってエコー層の微細な構造や斑構造が明らかになった。この形状は乱流拡散による物質輸送を考える上で重要とされている。しかし先にも述べたように、この方法では想定される散乱層の数と形状に制約があり結果の解釈には注意が必要である。

散乱層の映像化 レーダー映像法を適用すれば、レーダービーム幅内の詳細なエコー強度分布を調べることができる。図 12.32(a) は Palmer et al. [1998] が MU レーダーにフーリエ法とケイボン法を適用した際の受信アンテナの配置である。1 から 4 の数字を付した 4 組の同形サブアレーが受信アンテナである。外辺の 3 組のサブアレー間隔は 33.97 m、それぞれのサブアレーと中央サブアレー間の距離は 19.62 m としている。この基線長に対応してそれぞれ $\pm 5.44^\circ$ および $\pm 9.42^\circ$ の角度でエリアジングが生じるが、送信にアンテナ全面を用いて幅 3.6° の細いビームを作っているため、角度エリアジングは実質的には無視できる。この受信アンテナ配置により、同図 (b) に示すように基線ベクトルを方位方向に一様に分布させることができる。

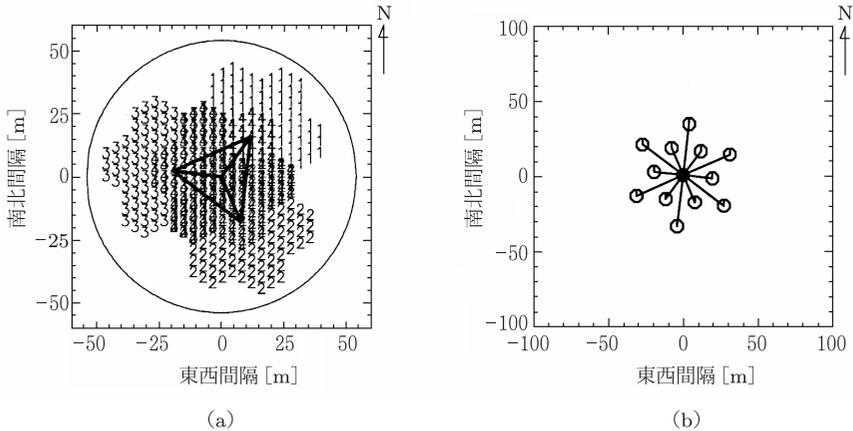


図 12.32 MU レーダーにフーリエ法とケイボン法を適用した際の (a) 受信アンテナの配置と (b) 基線ベクトル. (a) とは距離目盛が異なる. Palmer et al. [1998] より改変

図 12.33 が得られた輝度分布である. 任意の 8 高度につき, ドップラー速度 $\pm 1 \text{ m s}^{-1}$ の範囲で平均された輝度が天頂角 $\pm 4^\circ$ の範囲で示されている. 赤 (紫) 色が最も強い (弱い) 輝度を示している. 同図の左右の映像はそれぞれフーリエおよびケイボン法によるものである. いずれも天頂付近で輝度が高く, 分反射が卓越していることが認められる. また後者が前者より分解能が優れているが, これはフーリエ法では解像度が sinc 関数フィルターの周波数応答によって制限されるためである.

Héjal et al. [2001] は仏プロバンス (Provence) において VHF 帯 ST レーダーを用いて広い天頂角で輝度分布を求めた. 素子アンテナの組み合わせによってビーム幅が 100° を越える送受信アンテナ 16 組が構成され, 各組で順次 PBS 法を用いて輝度が観測された. これをフーリエ法により解析した結果を図 12.34 に示す. 同図から, 散乱層が高度方向に離散的で多重に分布しているほか, エコー強度比が高度によって著しく異なることが分かる. 例えば, 高度 3600 m 近傍では輝度の高い領域が水平方向に広く存在しており後方散乱がほぼ等方的と考えられる. また, 強いエコー強度比が高度 4800 m 近傍に見られる. 輝度分布の広がりアンテナ全面を用いた場合のビーム幅 $\pm 5^\circ$ 程度であり, この高度では平面状散乱層による分反射が卓越していることを示している.

周波数領域の映像法を用いた高度方向の映像化も行われている. これを距離方向

図 12.33 MU レーダーにフーリエ法とケイボン法を適用して得られた輝度分布。カラー図は巻末を参照。Palmer et al. [1998] より改変

図 12.34 仏プロバンス VHF 帯 ST レーダーの観測結果にフーリエ法を適用して得られた散乱層の輝度分布。カラー図は巻末を参照。Héjal et al. [2001] より改変

図 12.35 (a) フーリエ法および (b) ケイボン法によって得られた、連続した 2 つの深さ 300 m の散乱体積内における輝度分布の時間変化。カラー図は巻末を参照。Palmer et al. [2001] より改変

の映像化，あるいは RIM (range imaging) と呼ぶこともある [Palmer et al., 2001]. 例えば独スウジレーダーでは帯域内 (53.25~53.75 MHz) の 4 周波を用いている。図 12.35 は連続した 2 つの深さ 300 m の散乱体積内における輝度分布の時間変化である。フーリエ法およびケイボン法による結果がそれぞれ同図 (a) と (b) に示されている。フーリエ法に比べてケイボン法の分解能が良いのは前述のとおりである。FDI 法で決めた散乱層高度を黒実線で示しているが，レンジ中央部に散乱層が 1 層しか存在しない時間帯では両者の一致は良い。しかしレンジの境界部に存在する薄層に対しては FDI 法では推定に誤りが出ることがある。図 12.36 は米国コロラド州プラッツビル (Platteville) の 915 MHz 境界層レーダーによる観測結果にケイボン法を適用して得られた輝度分布の時間変化である [Chilson et

図 12.36 915 MHz の境界層レーダーの観測結果にケイボン法を適用して得られた輝度分布。カラー図は巻末を参照。Chilson et al. [2003] より改変

al., 2003]. 世界標準時 (UT)^{注 10)} 17 時 40 分～18 時にかけて地上 2000 m より下の領域で、11.6.2 項に示した FM-CW レーダーで検出されたものと同様の、薄いひも状散乱層が生成されているのが認められる。これも FM-CW レーダーの場合と同様に、ケルビン・ヘルムホルツ不安定に起因するものと見られる。また、高度 1.35 km には長時間持続する散乱層が見られる。その層厚は約 12 m で、温度逆転層をとらえているものと考えられる。この薄層は、並行して行われた高さ分解能 75 m の DBS 法による観測では検出されていない。

12.5 ウィンドプロファイラーネットワーク

第 10 章でも触れたように、欧米では 1990 年代初めからウィンドプロファイラー観測データを大気大循環数値モデルに組み込み、大規模場の予想やシミュレーションの精度を上げる試みを続けてきた。我が国気象庁のウィンドプロファイラーネットワーク (WINDAS) もメソスケール現象の短時間予報精度の向上を目指して運用されている。WINDAS の導入によって気象庁のメソ数値予報モデル (MSM) に取り込まれる高層風のデータ数は飛躍的に増大した。なお MSM には 2002 年 4 月から 4 次元変分法と呼ばれるデータ同化システム (4D-VAR) が導入された。これは WINDAS データのような時間的・空間的な解像度の高い観測値を、数値モ

注 10) UT (Universal Time) はグリニッジ標準時 (GMT) とも呼ばれる、地球の自転をもとに決められた時刻系。原子時計をもとに決められた UTC との違いについては 11.3.3 項を参照。

デルの力学に基づいて初期値に反映させ、初期値の精度を飛躍的に向上させる手法である [加藤ほか, 2003].

12.5.1 品質管理と運用実績

多数のウィンドプロファイラーデータを現業に用いる際に重要なことは、異常データを排除する品質管理である。8.4.2 項で触れたグラントクラッターや飛行機などのほかに、鳥や昆虫の大群の移動に伴っても誤データがもたらされることが報告されている [例えば Wilczak et al., 1995]. WINDAS では、風速の時間・高度変動が経験的に知られた範囲内であることを考慮して、図 12.37 に示す検定アルゴリズムが用いられている。すなわち、隣り合う 7 高度 (300 m ごと, 1.8 km 高度帯), 12 刻点 (10 分ごと, 2 時間帯) のデータを使って、まずその平均値としての 2 次曲面 (Q-surface) を最小二乗法により決定する。次いで水平風速の連続性を想定し、2 次曲面からの距離がしきい値を越える値は正しく推定されていないデータ (outlier) として排除するものである。品質管理前後での水平風プロファイルの例を図 12.38 に示す。同図左側の角囲み枠は検定アルゴリズムの適用範囲の 1 例である。同図の丸囲み内のデータは不良値と判断され、同図右側に示すように排除されている。

ウィンドプロファイラーの性能指標の 1 つに観測到達高度がある。図 12.39 は 2002 年 4 月～2003 年 3 月の 1 年間について、WINDAS を構成するプロファイ

図 12.37 ウィンドプロファイラーデータの品質管理の概念 [気象庁提供]

図 12.38 WINDAS データの品質管理によるデータ改善の例。左図：改善前，右図：改善後 [気象庁提供]

図 12.39 2002 年 4 月～2003 年 3 月における WINDAS 構成プロファイラー (LTR) の観測到達高度。25 台の LTR の平均値 [加藤ほか, 2003]

ラー (LTR) を標準観測モード (高度分解能 300 m) で運用した実績である [加藤ほか, 2003]。降水時・無降水時・全観測時の 3 つに分けて、25 地点の LTR の観測到達高度が集計されている。同図から、無降水時の月平均値は夏が最高で 6.7 km、冬が最低で 3.8 km である。降水時は無降水時のそれより各月とも 1.5～2.0 km 高い値となっている。これは対流圏下部の散乱強度が水蒸気量に依存してい

ることを反映したものである。

12.5.2 短時間予報への応用

WINDAS データが数値予報へもたらす効果を見るインパクト実験がある。これは WINDAS データを 4D-VAR によって MSM に取り込んだ場合と、取り込まなかった場合との予報精度を比較するものである。以下は西日本に梅雨前線が停滞し、メソ降水システムが活発化した 2001 年 6 月 19 日から翌 20 日の事例である [加藤ほか, 2003]。

図 12.40 は 850 hPa 面の風速予測例で、同図 (a) は WINDAS データを用いない従来の風速予測、(b) は用いた場合の予測である [加藤ほか, 2003]。(a) で瀬戸内海西部に北向き成分を持つ風ベクトルが予想されているが、(b) ではそれが抑えられている。

一方、図 12.41(a) は WINDAS データを用いない従来の方式によって 3 時間予報を行った場合の 3 時間積算降水量、同図 (b) は 4D-VAR によるデータ同化を行いそれを初期値にして MSM により予報を行った 3 時間積算降水量、同図 (c) は対応するレーダーアメダスによる解析雨量 (実況値) である。従来手法では強雨域が実況値より 100 km 北になり、瀬戸内から九州北東部に至る地域では強い降水量が予報されていなかった。これに対して、WINDAS データを用いた予測では瀬戸内から愛媛県に強雨が予報され、レーダーアメダスの実況値とよく一致した [加藤ほか, 2003]。これは、図 12.40 に示したように瀬戸内海西部の風ベク

図 12.40 850 hPa 面の風速予測例。(a) 従来の高層観測データを用いた場合、および (b) これに加えて WINDAS データを用いた場合 [加藤ほか, 2003]

図 12.41 MSM3 時間予報と実況の 3 時間積算降水量の比較。(a) 従来の MSM3 時間予報, (b) WINDAS データを用いた MSM3 時間予報, および (c) レーダーアメダスによる実況。カラー図は巻末を参照 [加藤ほか, 2003]

トルが正しく予報されたことによるもので, ウィンドプロファイラーデータを短時間予報業務に活用することの有効性がよく示されている。

付 録

付録 A 自己共分散処理による平均ドップラー周波数と周波数幅の算出

A.1 平均ドップラー周波数

複素時系列信号の自己相関関数 $R(\tau)$ は、複素信号の積和演算によって得られる複素数であり、次のように表すことができる。

$$R(\tau) = A(\tau)e^{j\theta(\tau)} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $A(\tau)$ は振幅を示す。いま、 $R(\tau) = R(-\tau)^*$ であるから

$$A(\tau) : \text{実偶関数} \quad A(\tau) = A(-\tau) \quad (\text{A.2})$$

$$\theta(\tau) : \text{実奇関数} \quad \theta(\tau) = -\theta(-\tau), \theta(0) = 0 \quad (\text{A.3})$$

である。ただし上添字 * は複素共役を示す。また、ウィーナー・ヒンチンの定理により、式 (5.70) および (5.71) に示したように

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{A.4})$$

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f)e^{j2\pi f\tau} df \quad (\text{A.5})$$

が成り立つ。式 (A.5) を τ で微分すると、

$$\frac{dR(\tau)}{d\tau} = R'(\tau) = j2\pi \int_{-\infty}^{\infty} fS(f)e^{j2\pi f\tau} df \quad (\text{A.6})$$

となる．ここで， $\tau = 0$ とすれば，式 (A.5) および (A.6) から

$$R(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f)df \quad (\text{A.7})$$

$$R'(0) = j2\pi \int_{-\infty}^{\infty} fS(f)df \quad (\text{A.8})$$

が得られる． $R(0)$ はタイムラグ 0 の自己相関 (実数値) である．式 (5.88) から，式 (A.7) および (A.8) はパワースペクトルの 1 次のモーメント $E(f)$ と次式で関係付けられる^{注 1)}．

$$\frac{R'(0)}{R(0)} = j2\pi E(f) \quad (\text{A.9})$$

さて，式 (A.1) を τ で微分すると，

$$R'(\tau) = A'(\tau)e^{j\theta(\tau)} + jA(\tau)e^{j\theta(\tau)}\theta'(\tau) \quad (\text{A.10})$$

であり， $A(\tau)$ が偶関数であることから， $A'(0) = 0$ となる．また， $R'(0) = jA(0)\theta'(0)$ となる．したがって，式 (A.9) は $R(0) = A(0)$ であることを考慮すれば，

$$E(f) = \frac{\theta'(0)}{2\pi} \quad (\text{A.11})$$

となる．いま，サンプル間隔 T_s に対して $\theta'(0)$ を差分で近似し，

$$\theta'(0) \simeq \frac{\theta(T_s) - \theta(0)}{T_s} \quad (\text{A.12})$$

とすれば， $\theta(0) = 0$ であることから，

$$E(f) \simeq \frac{\theta(T_s)}{2\pi T_s} \quad (\text{A.13})$$

が得られる．ここで， $\theta(T_s)$ は自己相関関数 $R(T_s)$ の偏角であるため，

$$\bar{f} = E(f) \simeq \frac{1}{2\pi T_s} \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[R(T_s)]}{\text{Re}[R(T_s)]} \right\} \quad (\text{A.14})$$

によって平均ドップラー周波数 \bar{f} が求められる．

注 1) 式 (5.90) に示す関係と同一である．

A.2 周波数幅

式 (5.88) から, $R(\tau)$ の 2 階微分 $R''(\tau)$ は, $\tau = 0$ のときパワースペクトルの 2 次モーメントと次式で関係付けられる.

$$\frac{R''(0)}{R(0)} = -(2\pi)^2 E(f^2) \quad (\text{A.15})$$

平均ドップラー周波数からの分散 σ_{fd}^2 は

$$\sigma_{fd}^2 = E(f^2) - E(f)^2 \quad (\text{A.16})$$

で表されるため, 式 (A.9) および (A.15) を上式に代入すれば,

$$\sigma_{fd}^2 = -\frac{1}{(2\pi)^2} \left\{ \frac{R''(0)}{R(0)} - \left(\frac{R'(0)}{R(0)} \right)^2 \right\} \quad (\text{A.17})$$

が得られる. 一方, 式 (A.10) から

$$\begin{aligned} R''(\tau) &= A''(\tau)e^{j\theta(\tau)} + 2jA'(\tau)e^{j\theta(\tau)}\theta'(\tau) \\ &\quad - A(\tau)e^{j\theta(\tau)}\theta'(\tau)^2 + jA(\tau)e^{j\theta(\tau)}\theta''(\tau) \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

である. 前出のように $A'(0) = 0$, $R(0) = A(0)$ から, 式 (A.18) は

$$\frac{R''(0)}{R(0)} = \frac{A''(0)}{A(0)} - \theta'(0)^2 + j\theta''(0) \quad (\text{A.19})$$

となる. また, 式 (A.19) および (A.11) から

$$\left(\frac{R'(0)}{R(0)} \right)^2 = -\theta'(0)^2 \quad (\text{A.20})$$

である. 式 (A.19) および (A.20) を式 (A.17) に代入すると

$$\sigma_{fd}^2 = -\frac{1}{(2\pi)^2} \left\{ \frac{A''(0)}{A(0)} + j\theta''(0) \right\} \quad (\text{A.21})$$

が得られる.

式 (A.21) における $\theta''(0)$ の項はドップラー速度の加速度成分とみなせるため, $\theta''(0) \simeq 0$ と近似すれば, 式 (A.21) は

$$\sigma_{fd}^2 \simeq -\frac{1}{(2\pi)^2} \frac{A''(0)}{A(0)} \quad (\text{A.22})$$

となる．ここで， $A(\tau)$ をマクローリン (Maclaurin) 展開すれば，サンプリング間隔 T_s に対して $A(T_s)$ は

$$A(T_s) = A(0) + T_s \frac{dA(0)}{d\tau} + \frac{T_s^2}{2} \frac{d^2A(0)}{d\tau^2} + \frac{T_s^3}{6} \frac{d^3A(0)}{d\tau^3} + \dots \quad (\text{A.23})$$

で示される．上式の 3 次項以降を無視すれば， $A'(0) = 0$ から

$$A(T_s) = A(0) + \frac{T_s^2}{2} A''(0) \quad (\text{A.24})$$

すなわち

$$\frac{A''(0)}{A(0)} = \frac{2}{T_s^2} \left\{ \frac{A(T_s)}{A(0)} - 1 \right\} \quad (\text{A.25})$$

となる．これを式 (A.22) に代入すれば，

$$\sigma_{fd}^2 \simeq \frac{1}{2\pi^2 T_s^2} \left\{ 1 - \frac{A(T_s)}{A(0)} \right\} \quad (\text{A.26})$$

が得られる． $A(T_s)$ は $R(T_s)$ の絶対値であり， $R(0) = A(0)$ であるため，

$$\sigma_{fd}^2 \simeq \frac{1}{2\pi^2 T_s^2} \left\{ 1 - \frac{|R(T_s)|}{R(0)} \right\} \quad (\text{A.27})$$

が得られる．

付録B FFTのアルゴリズム

B.1 DIT FFT アルゴリズム

離散フーリエ変換 (DFT) の高速計算アルゴリズムについては既に多くの文献がある。以下では Zeimer et al. [1998], 辻井・鎌田 [1990] にしたがって, 高速フーリエ変換 (FFT) のアルゴリズムについて論じる。5.5 節で述べた離散的な信号の表現において, DFT は式 (5.110) から

$$V(k) = \sum_{m=0}^{M-1} v(m)W_M^{mk} \quad k = 0, 1, \dots, M-1 \quad (\text{B.1})$$

で与えられる。ただし

$$W_M = e^{-j2\pi/M} \quad (\text{B.2})$$

とする。長さ M の離散的な時系列信号 $v(m)$ に対して, 式 (B.1) が長さ M の離散的な周波数信号 $V(k)$ を与える。一般に M は大きいので, 8.4.4 項で論じたように, 式 (B.1) にしたがってある k に対する $V(k)$ を直接計算するには演算回数は膨大であり, 実用上計算回数的大幅な軽減が必須である。

長さ M が $M = 2^c$ (c : 整数) となる場合に限定して, 式 (B.2) の周期性を利用して演算回数を減少させるアルゴリズムが FFT である。いま, 式 (B.1) の右辺の時系列信号を, W の指数によって偶数と奇数の 2 グループに分け, それぞれのグループごとに演算することを考える。偶数および奇数の指数を, それぞれ $m = 2s$, $m = 2s + 1$ とするとき, 同式は

$$\begin{aligned} V(k) &= \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s)W_M^{2sk} + \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s+1)W_M^{(2s+1)k} \\ &= \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s)W_M^{2sk} + W_M^k \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s+1)W_M^{2sk} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

のように表現できる。ここで

$$W_M^{2sk} = e^{-j(2\pi/M)(2sk)} = e^{-j(2\pi)/(M/2)(sk)} = W_{M/2}^{sk} \quad (\text{B.4})$$

の関係を用いると、式 (B.3) は次のようになる。

$$\begin{aligned} V(k) &= \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s)W_{M/2}^{sk} + W_M^k \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s+1)W_{M/2}^{sk} \\ &= G(k) + W_M^k H(k) \quad k = 0, 1, \dots, M-1 \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

ただし $G(k)$ および $H(k)$ は

$$G(k) = \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s)W_{M/2}^{sk} \quad (\text{B.6})$$

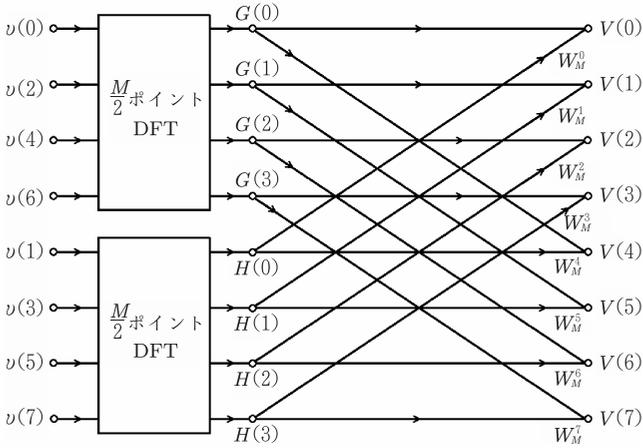
$$H(k) = \sum_{s=0}^{M/2-1} v(2s+1)W_{M/2}^{sk} \quad (\text{B.7})$$

であり、それぞれ時系列信号 $v(m)$ の偶数および奇数の指数に対する $M/2$ 点の DFT である。ここで、周波数の指数 k には 0 から $M-1$ までの M 個の幅があるが、 $G(k)$ および $H(k)$ は k について周期 $M/2$ の周期関数になるため、 $M/2$ 個の $G(k)$ および $H(k)$ を計算すればよい。すなわち、 $M/2$ 点の DFT を計算するアルゴリズムが決まれば、 $G(k)$ および $H(k)$ を計算することができ、時系列信号 $v(m)$ の M 点の DFT が式 (B.5) で求められることになる。

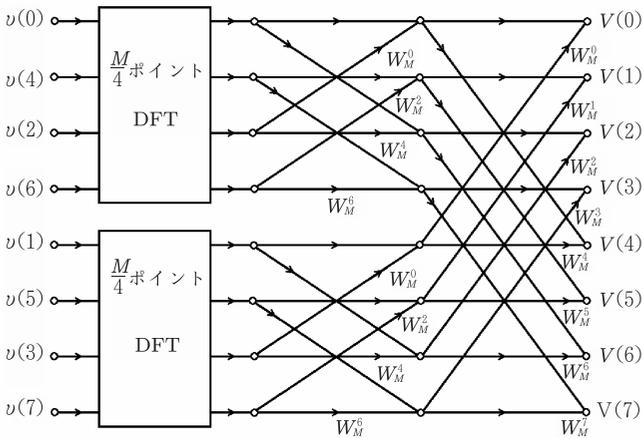
図 B.1(a) は、 $M=8$ の DFT において、偶数指数と奇数指数に 2 分割した 2 つの $M/2$ 点の DFT の演算結果をもとにした FFT の概念を示す。また、 $W_8^k (k=0, 1, 2, \dots)$ は図 B.2 のようになる。図 B.1(a) の中で、矢印がついた線は和を示し、線に沿った W_M^k は $H(k)$ との積を示す。例えば、最上段の線は $V(0) = G(0) + W_M^0 H(0)$ を示す。 $M/2$ 点の DFT をさらに 2 分割すると、図 B.1(b) に示すように 4 個の $M/4$ 点の DFT 演算結果をもとにした FFT の概念が得られる。ここで、 $G(k)$ および $H(k)$ のそれぞれの加算演算では $W_{M/2}^s = W_M^{2s}$ の関係が用いられている。同様の手順を繰り返すと、最後に図 B.3 に示す 2 点 DFT が残る。これを適用すると、FFT の各点の完全な演算手順が示される。図 B.4 は $M=8$ での FFT 演算の流れ図を示す。このアルゴリズムは、時系列信号を途中の計算で間引くことから、DIT (Decimation-in-time; 時間間引き) FFT と呼ばれる。

B.2 DIF FFT アルゴリズム

式 (B.1) の DFT を得る別の手法として、図 B.5 に示すフローにしたがうものがある。同式の総和を前半の和と後半の和に分けてそれぞれ別々に算出すること



(a) DFT を 2 分割した場合のフロー (M=8)



(b) DFT を 4 分割した場合のフロー (M=8)

図 B.1 8 ビット DFT で時系列信号を (a) 2 分割および (b) 4 分割したフロー

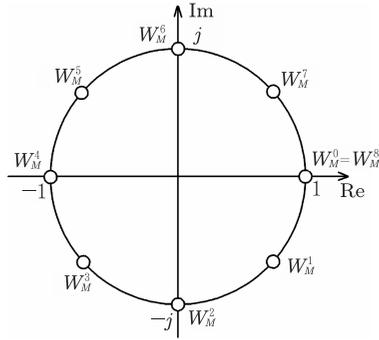


図 B.2 W_M^k の説明 ($M = 8$ のとき)

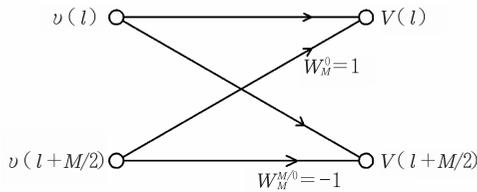


図 B.3 2点 DFT の計算 ($M = 2$)

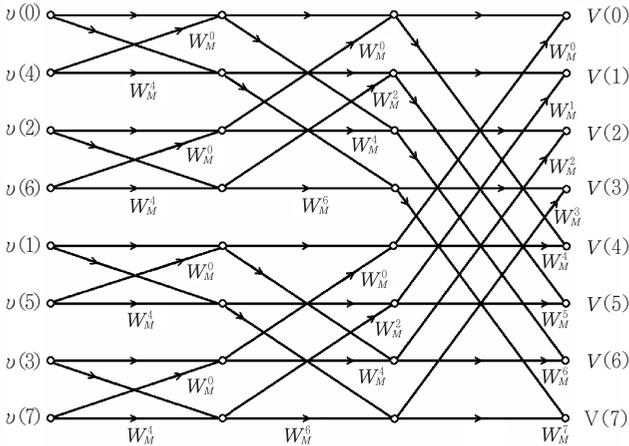


図 B.4 DIT FFT アルゴリズムによる 8 ビット FFT のフロー ($M = 8$)

を考えると、DFT は

$$\begin{aligned}
 V(k) &= \sum_{m=0}^{M/2-1} v(m)W_M^{mk} + \sum_{m=M/2}^{M-1} v(m)W_M^{mk} \\
 &= \sum_{m=0}^{M/2-1} v(m)W_M^{mk} + W_M^{(M/2)k} \sum_{m=0}^{M/2-1} v\left(m + \frac{M}{2}\right) W_M^{mk} \quad (\text{B.8})
 \end{aligned}$$

のように表現できる。 $W_M^{(M/2)k} = (-1)^k$ であるため、式 (B.8) から

$$V(k) = \sum_{m=0}^{M/2-1} \left\{ v(m) + (-1)^k v\left(m + \frac{M}{2}\right) \right\} W_M^{mk} \quad (\text{B.9})$$

が得られる。いま、 k を偶数および奇数の指数に分けて、それぞれ $k = 2s$ および $k = 2s + 1$ とすれば、 $s = 0, 1, \dots, M/2 - 1$ に対して、式 (B.9) から

$$V(2s) = \sum_{m=0}^{M/2-1} \left\{ v(m) + v\left(m + \frac{M}{2}\right) \right\} W_M^{2sm} \quad (\text{B.10})$$

$$V(2s + 1) = \sum_{m=0}^{M/2-1} \left\{ v(m) - v\left(m + \frac{M}{2}\right) \right\} W_M^m W_M^{2sm} \quad (\text{B.11})$$

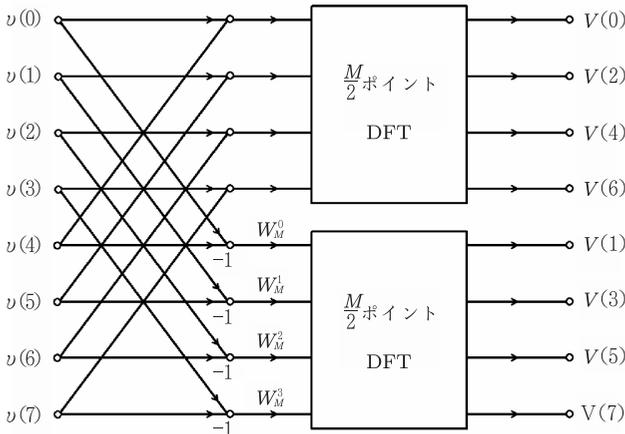


図 B.5 8ビットのDFTで、DIFアルゴリズムによってDFTを2分割したフロー ($M = 8$)

となる．先に述べたように $W_M^{2m} = W_{M/2}^m$ であるため，式 (B.10) および (B.11) はいずれも $M/2$ 点の DFT になることが分かる．すなわち， $V(k)$ は図 B.5 に示すフローによって求められる．同図は図 B.1(a) と DFT の位置を反転し，DFT の点数の後半部分で W_M^k の加算時に符号を反転している． $M/2$ 点の DFT はさらに $M/4$ 点の DFT に分割される．同様の手順を DIT FFT アルゴリズムの場合と同様に繰り返して $M = 1$ になるまで DFT を分割していくと，FFT の完全な演算フローが得られる．これは，周波数信号系列を分割して途中の計算で間引くことから，DIF (decimation-in-frequency; 周波数間引き) FFT と呼ばれる．

付録C RASS法のレーダー方程式

RASS法のレーダー方程式は最初に Marshall et al. [1972] によって導かれた。Clifford and Wang [1977] がこれをもとに図 C.1 の場合について論じている。以下ではこれにしたがって同式の導出を行う。

レーダーアンテナの中心と音波源はともに座標原点にあるものとし、レーダーの距離分解能を ΔR 、ビーム幅を $2\theta_r$ とする。以下で高度 R からの RASS エコーが xy 面内の点 \mathbf{r}_0 に作る電界を求める。

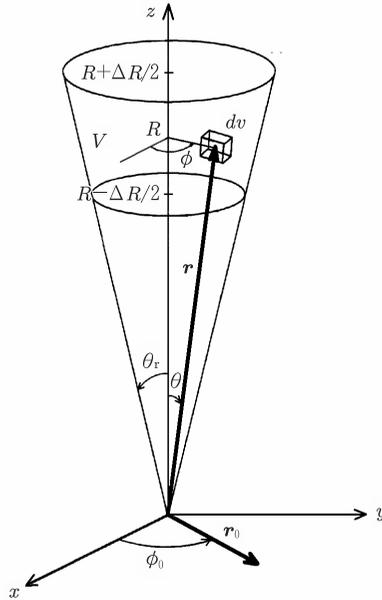


図 C.1 RASS エコーに関するレーダー方程式の座標系。レーダーアンテナと音波源はともに原点にある。

屈折率の変化 $\tilde{n}(\mathbf{r})$ によって \mathbf{r}_0 に生じる電界は、散乱体積中の $E(\mathbf{r})$ と $\tilde{n}(\mathbf{r})$ の体積積分によって

$$E_r(\mathbf{r}_0) = \frac{k^2}{2\pi} \int_V \frac{\exp(jk|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|} \tilde{n}(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}) dv \quad (\text{C.1})$$

と表現される。ここで、 k はレーダーの波数である。送信電界 E_0 を用いると、

$E(r)$ は

$$E(r) = \frac{E_0}{r} \exp(jkr) \quad (\text{C.2})$$

と表される．一方，正弦波の音波に対する屈折率の変動は

$$\tilde{n}(r) = \begin{cases} \frac{A_a}{r} \exp(jk_a r) & R - \Delta R/2 < r < R + \Delta R/2 \\ 0 & \text{上記以外} \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

となる．ここで， A_a は前出の式 (7.87) で与えられる定数で音波源の諸元と背景大気の状態で決まる．また， k_a は音波の波数である．

いま，簡単のため式 (C.1) において分母の $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|$ を $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}| = R$ とおき，分子の $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|$ を

$$|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}| = r - r_0 \sin \theta \cos(\phi - \phi_0) \quad (\text{C.4})$$

で近似する．また，RASS エコーは方位角方向に等方的に広がることから， $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|$ の値は方位 $\phi_0 = 0$ の値で代表させることができる．したがって，式 (C.4) は

$$|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}| = r - r_0 \sin \theta \cos \phi \quad (\text{C.5})$$

に置き換えられる．一方，図 C.1 から， dv は極座標では

$$dv = r^2 \sin \theta d\theta d\phi dr \quad (\text{C.6})$$

で表される．これらを式 (C.1) に代入すれば，

$$\begin{aligned} E_r(r_0) &= \frac{k^2 E_0 A_a}{2\pi R} \int_0^{\theta_r} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} \exp\{jk(-r_0 \sin \theta \cos \phi)\} d\phi \\ &\quad \times \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp\{j(2k + k_a)r\} dr \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

となる．さらに， $\theta \ll 1$ のときは $\sin \theta \simeq \theta$ であることを用いれば，式 (C.7) は

$$\begin{aligned} E_r(r_0) &= \frac{k^2 E_0 A_a}{2\pi R} 2\pi \int_0^{\theta_r} \theta J_0(kr_0\theta) d\theta \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp\{j(2k + k_a)r\} dr \\ &= \frac{k^2 E_0 A_a}{2\pi R} (\pi\theta_r^2) \frac{2J_1(kr_0\theta_r)}{kr_0\theta_r} \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp\{j(2k + k_a)r\} dr \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

で表される．ここで， $J_0(kr_0\theta)$ および $J_1(kr_0\theta_r)$ は，それぞれ 0 次および 1 次の第 1 種ベッセル関数 (Bessel function of the first kind) である．式 (C.8) の右辺

の $2J_1(kr_0\theta_r)/kr_0\theta_r$ はビーム幅 $2\theta_r$ の電波を生成するレーダーアンテナの主ビームの放射パターンを示す。RASS 法では、通常、レーダーの送受信に同一のアンテナを使用するため、RASS エコーの受信電力 P_r は

$$P_r = \int_0^{r_e} \int_0^{2\pi} \frac{|E_r(r_0)|^2}{Z_0} r_0 dr_0 d\phi_0 \quad (\text{C.9})$$

で求められる。ここで、 r_e および Z_0 はそれぞれレーダーアンテナの半径および特性インピーダンスである。式 (C.8) を式 (C.9) に代入すれば、 P_r は

$$P_r = \frac{1}{Z_0} \left(\frac{k^2 E_0 A_a \theta_r^2}{2R} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi_0 \int_0^{r_e} \left\{ \frac{2J_1(kr_0\theta_r)}{kr_0\theta_r} \right\}^2 r_0 dr_0 \\ \times \left[\int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp\{j(2k + k_a)r\} dr \right]^2 \quad (\text{C.10})$$

となる。式 (C.10) 右辺の ϕ_0 および r_0 に関する積分は、レーダー断面積の最大値を示し、無限のアンテナ開口面を仮定することにより、次のように計算される。

$$\int_0^{2\pi} d\phi_0 \int_0^{\infty} \left\{ \frac{2J_1(kr_0\theta_r)}{kr_0\theta_r} \right\}^2 r_0 dr_0 = \frac{4\pi}{(k\theta_r)^2} \quad (\text{C.11})$$

$$= G \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (\text{C.12})$$

ここで、 G および λ はそれぞれレーダーのアンテナ利得および波長である。また、送信電界 E_0 と送信電力 P_t には

$$\frac{E_0^2}{Z_0 R^2} = \frac{P_t G}{4\pi R^2} \quad (\text{C.13})$$

の関係がある。式 (C.11) ~ (C.13) を式 (C.10) に代入すれば、 P_r は

$$P_r = A_a^2 \frac{4\pi^2 P_t}{\lambda^2 R^2} \left[\int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp\{j(2k + k_a)r\} dr \right]^2 \quad (\text{C.14})$$

となる。また、式 (C.14) 右辺の積分は

$$\int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp\{j(2k + k_a)r\} dr = \\ \frac{\Delta R}{2} \left[\cos\{(2k + k_a)R\} \text{sinc} \left\{ (2k + k_a) \frac{\Delta R}{2} \right\} \right. \\ \left. + \cos\{(2k - k_a)R\} \text{sinc} \left\{ (2k - k_a) \frac{\Delta R}{2} \right\} \right] \quad (\text{C.15})$$

となる．ここで， $\operatorname{sinc}x = \sin x/x$ である． $2k \simeq k_a$ のときは， $\operatorname{sinc}\{(2k+k_a)\Delta R/2\}$ が小さくなるため，式 (C.15) 右辺のうち $2k+k_a$ を含む項は無視しうる値となり，同式は次のように簡単化できる．

$$\int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \exp [j(2k+k_a)r]dr = \frac{\Delta R}{2} \operatorname{sinc} \left\{ (2k-k_a) \frac{\Delta R}{2} \right\} \quad (\text{C.16})$$

式 (C.16) を式 (C.14) に代入すれば，RASS 法のレーダー方程式として

$$P_r = A_a^2 \frac{4\pi^2 P_t}{\lambda^2 R^2} \left(\frac{\Delta R}{2} \right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left\{ (2k-k_a) \frac{\Delta R}{2} \right\} \quad (\text{C.17})$$

が得られる．式 (C.17) から明らかなように，RASS 法の受信電力はレーダーの距離分解能の自乗に比例し，距離の自乗に逆比例する．なお， $R \rightarrow r$ ， $\Delta R \rightarrow \Delta r$ と置き換えることにより，式 (7.88) の表式を得ている．

付録D 相補系列符号を用いたパルス圧縮とスパノ符号

D.1 送信信号の変調と受信信号のサンプリング

以下では, Spano and Ghebrebrhan [1996a] をもとに, 相補系列符号の復号における行列表現とその復号方法について述べる. 相補系列符号を用いたパルス圧縮において, 図 8.27 に示すように, S 回送信されたパルス列 P_0, P_1, \dots, P_{S-1} のパルス幅を $N\tau$, パルス間隔を T_{IPP} とする. 送信パルス列 P_0, P_1, \dots, P_{S-1} はいずれも N 個のサブパルスから成り, 振幅 1, 位相 ϕ_n^k の符号系列 C_0, C_1, \dots, C_{S-1} によって変調されているものとする. ここで, 符号系列 C_k は次のように表される.

$$C_k = c_1^k, c_2^k, \dots, c_N^k \quad (0 \leq k < S) \quad (\text{D.1})$$

$$c_n^k = \exp(j\phi_n^k) = \cos(\phi_n^k) + j \sin(\phi_n^k) \quad (1 \leq n \leq N) \quad (\text{D.2})$$

k 番目のパルス P_k ($0 \leq k < S$) に対する受信信号は, 図 8.28 に示すように, 時間 $t_1 + kT_{\text{IPP}}, t_2 + kT_{\text{IPP}}, \dots, t_R + kT_{\text{IPP}}$ においてそれぞれゲート G_1, G_2, \dots, G_R の計 R 個のレンジゲートでサンプリングされる. このとき, $Z = R + N - 1$ 個の連続したレンジゲートが定まる. k 番目のパルス P_k に対してレンジゲート G_j でサンプリングされた複素受信信号データ系列 v_j^k は

$$\begin{aligned} v_j^k &= v(t_j + kT_{\text{IPP}}) \\ &= \sum_{m=0}^{N-1} c_{N-m}^k d_{j+m}^k \quad (1 \leq j \leq R, 0 \leq k < S) \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

で表される. ここで, d_{j+m}^k は図 8.28 においてレンジ r_{j+m} における散乱体積からの複素信号データで, 復号によって求めようとしているレンジの位相と振幅の情報を含んでいる. 後の行列式の表現を簡潔にするために $R = L(N - 1)$ とするとき, 式 (D.3) は次式のように表される.

$$\begin{pmatrix} \mathbf{V}_1^k \\ \mathbf{V}_2^k \\ \vdots \\ \mathbf{V}_L^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_k & \mathbf{B}_k & \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{A}_k & \mathbf{B}_k & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{0} & \mathbf{A}_k & \mathbf{B}_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{D}_1^k \\ \mathbf{D}_2^k \\ \vdots \\ \mathbf{D}_L^k \\ \mathbf{D}_{L+1}^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.4})$$

ここで、 $\mathbf{0}$ は $(N-1) \times (N-1)$ の零行列で、

$$\mathbf{A}_k = \begin{pmatrix} c_N^k & c_{N-1}^k & \cdot & \cdot & c_2^k \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & c_{N-1}^k \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & c_N^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.5})$$

$$\mathbf{B}_k = \begin{pmatrix} c_1^k & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ c_2^k & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ c_{N-1}^k & \cdot & \cdot & c_2^k & c_1^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.6})$$

$$\mathbf{V}_m^k = \begin{pmatrix} v_{(m-1)(N-1)+1}^k \\ v_{(m-1)(N-1)+2}^k \\ \vdots \\ v_{m(N-1)}^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.7})$$

$$\mathbf{D}_m^k = \begin{pmatrix} d_{(m-1)(N-1)+1}^k \\ d_{(m-1)(N-1)+2}^k \\ \vdots \\ d_{m(N-1)}^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.8})$$

とする。 \mathbf{A}_k および \mathbf{B}_k は、それぞれ $(N-1) \times (N-1)$ 次の行列のうち上部と下部の三角テープリッツ行列である。これらの行列の要素は、それぞれ

$$a_k[i, j] = \begin{cases} c_{N-(j-i)}^k & (i \leq j) \\ 0 & (i > j) \end{cases} \quad (\text{D.9})$$

$$b_k[i, j] = \begin{cases} c_{i-j+1}^k & (j \leq i) \\ 0 & (j > i) \end{cases} \quad (\text{D.10})$$

で与えられる。ただし $1 \leq i, j \leq N-1$ とする。また、行列 \mathbf{V}_m^k の i 番目の要素は、時間 $t_{(m-1)(N-1)+i} + kT_{\text{IPP}}$ にサンプリングされた受信信号、行列 \mathbf{D}_m^k の i 番目の要素は、時間 $t_{(m-1)(N-1)+i} + kT_{\text{IPP}}$ の信号として復号によって求めようとしている情報を示している。

D.2 復号

受信信号の復調には2段階のプロセスが必要である。第1のプロセスでは、それぞれの送信波のパルス圧縮に用いた符号系列によって、サンプリングされた受信信号を復調する。つまり、 k 番目の送信パルス P_k に対応してサンプリングされた信号列を、符号系列 C_k ($0 \leq k < S$) を用いて復調する。次いで第2のプロ

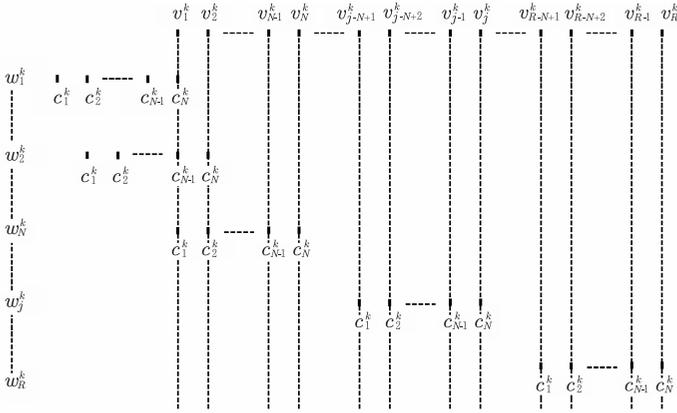


図 D.1 相補系列符号でパルス変調された受信信号の復調. P_k ($0 \leq k < S$) に対してレンジゲート G_j ($1 \leq j \leq R$) で復号された信号を w_j^k で表す. ここでは C_j^{k*} に付される $*$ は簡単のためすべて省略してある

セスでは、最終的な復号信号を得るために、用いたすべての送信パルスに対応する復号の結果が加算される。

符号化されていない信号の復号 復号の第 1 のプロセスは図 D.1 に示される. 図中の w_j^k は送信パルス P_k ($0 \leq k < S$) に対してレンジゲート G_j ($1 \leq j \leq R$) で復号された信号を示す. 送信パルス P_k に対してサンプリングされたデータ系列 $\{v_1^k, v_2^k, \dots, v_N^k, \dots, v_R^k\}$ の復号データ系列 $\{w_1^k, w_2^k, \dots, w_N^k, \dots, w_R^k\}$ は

$$w_j^k = \begin{cases} \sum_{m=1}^j c_{m+N-j}^{k*} v_m^k & 1 \leq j \leq N-1 \\ \sum_{m=1}^N c_m^{k*} v_{m-N+j}^k & N \leq j \leq R \end{cases} \quad (\text{D.11})$$

で与えられる. ここで, 上添字 $*$ は複素共役を示す. 最初の $N-1$ 個のレンジゲートは欠偶領域であり, $\{w_1^k, w_2^k, \dots, w_{N-1}^k\}$ は欠偶領域の信号であるため, 符号系列のうち一部が欠落した状態で復号される. 式 (D.11) を行列式で表現す

ると,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{W}_1^k \\ \mathbf{W}_2^k \\ \vdots \\ \mathbf{W}_L^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_k^H & \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{0} \\ \mathbf{B}_k^H & \mathbf{A}_k^H & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \mathbf{0} & \mathbf{B}_k^H & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \mathbf{0} & \mathbf{B}_k^H & \mathbf{A}_k^H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{V}_1^k \\ \mathbf{V}_2^k \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \mathbf{V}_L^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.12})$$

となる. ただし

$$\mathbf{W}_m^k = \begin{pmatrix} w_{(m-1)(N-1)+1}^k \\ w_{(m-1)(N-1)+2}^k \\ \vdots \\ w_{m(N-1)}^k \end{pmatrix} \quad 1 \leq m \leq L \quad (\text{D.13})$$

とする. ここで, \mathbf{M}^H は複素行列 \mathbf{M} の共役転置行列を示す. すなわち $\mathbf{M}^H = (\mathbf{M}^*)^T$ とする. 式 (D.12) から, 欠偶領域では

$$\mathbf{W}_1^k = \mathbf{A}_k^H \mathbf{V}_1^k \quad (\text{D.14})$$

となる, 一方, 非欠偶領域では \mathbf{W}_m^k は次式で表される.

$$\mathbf{W}_m^k = (\mathbf{B}_k^H \ \mathbf{A}_k^H) \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{m-1}^k \\ \mathbf{V}_m^k \end{pmatrix} = \mathbf{B}_k^H \mathbf{V}_{m-1}^k + \mathbf{A}_k^H \mathbf{V}_m^k \quad 2 \leq m \leq L \quad (\text{D.15})$$

符号化された信号の復号 符号化された信号の復号は, 式 (D.4) および (D.12) の関係を用いて行われる. すなわち, \mathbf{D}_k と \mathbf{W}_k は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{W}_1^k \\ \mathbf{W}_2^k \\ \vdots \\ \mathbf{W}_L^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{k,k} & \mathbf{G}_{k,k} & \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{0} \\ \mathbf{G}_{k,k}^H & \mathbf{Q}_{k,k} & \mathbf{G}_{k,k} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \mathbf{0} & \mathbf{G}_{k,k}^H & \mathbf{Q}_{k,k} & \mathbf{G}_{k,k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{D}_1^k \\ \mathbf{D}_2^k \\ \cdot \\ \cdot \\ \mathbf{D}_L^k \\ \mathbf{D}_{L+1}^k \end{pmatrix} \quad (\text{D.16})$$

で関係付けられる. ここで,

$$\mathbf{M}_{k,k} = \mathbf{A}_k^H \mathbf{A}_k \quad (\text{D.17})$$

$$\mathbf{G}_{k,k} = \mathbf{A}_k^H \mathbf{B}_k \quad (\text{D.18})$$

$$\mathbf{Q}_{k,k} = \mathbf{A}_k^H \mathbf{A}_k + \mathbf{B}_k^H \mathbf{B}_k \quad (\text{D.19})$$

とする． $\mathbf{M}_{k,k}$ の要素は

$$m_{k,k}[i, j] = \begin{cases} \sum_{n=1}^j c_{N-(j-n)}^{k*} c_{N-(i-n)}^{k*} & (j \leq i) \\ m_{k,k}^*[j, i] & (i < j) \end{cases} \quad (\text{D.20})$$

である．ただし $1 \leq i, j \leq N-1$ とする． $\mathbf{G}_{k,k}$ は，式 (D.18) から

$$\mathbf{G}_{k,k} = \begin{pmatrix} R_{k,k}^*(N-1) & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ R_{k,k}^*(2) & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ R_{k,k}^*(1) & R_{k,k}^*(2) & \cdot & \cdot & R_{k,k}^*(N-1) \end{pmatrix} \quad (\text{D.21})$$

で表される．ここで， $R_{k,k}$ は符号系列 C_k の自己相関関数で，

$$R_{k,k}(\gamma) = \sum_{m=1}^{N-\gamma} c_m^{k*} c_{m+\gamma}^k \quad 0 \leq \gamma \leq N-1 \quad (\text{D.22})$$

で与えられる．以上から， $\mathbf{G}_{k,k}$ は次の要素を持つ．

$$g_{k,k}[i, j] = \begin{cases} R_{k,k}^*(N-1+j-i) & (j \leq i) \\ 0 & (i < j) \end{cases} \quad 1 \leq i, j \leq N-1 \quad (\text{D.23})$$

式 (D.19) は， $\mathbf{Q}_{k,k}$ が 2 つのエルミート行列の和で表されることを示している．したがって $\mathbf{Q}_{k,k}$ 自体もエルミート行列である．これを展開すると，

$$\mathbf{Q}_{k,k} = \begin{pmatrix} N & R_{k,k}^*(1) & \cdot & \cdot & R_{k,k}^*(N-2) \\ R_{k,k}(1) & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & R_{k,k}^*(1) \\ R_{k,k}(N-2) & \cdot & \cdot & R_{k,k}(1) & N \end{pmatrix} \quad (\text{D.24})$$

となる．また， $\mathbf{Q}_{k,k}$ の要素は次式で表される．

$$q_{k,k}[i, j] = \begin{cases} R_{k,k}(i-j) & (j \leq i) \\ q_{k,k}^*[j, i] & (i < j) \end{cases} \quad 1 \leq i, j \leq N-1 \quad (\text{D.25})$$

完全な復号 レンジゲート G_j における完全に復号された信号 w_j は， S 個のバ
ルスのそれぞれについて復号された値の和として

$$w_j = \sum_{k=0}^{S-1} w_j^k \quad 1 \leq j \leq R \quad (\text{D.26})$$

で与えられる．実際の現象の相関時間が ST_{IPP} よりも十分長いと仮定すれば，連続するパルスに対する同一レンジゲートにおける信号の振幅と位相は等しいとみなせるため，

$$d_j^k \simeq d_j \quad 1 \leq j \leq Z, 0 \leq k < S \quad (\text{D.27})$$

すなわち

$$D_k \simeq D \quad 0 \leq k < S \quad (\text{D.28})$$

が成り立つ．式 (D.26) および (D.28) を考慮すれば，式 (D.16) は

$$\begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ \vdots \\ W_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & G & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ G^H & Q & G & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & G^H & Q & G \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ \vdots \\ D_L \\ D_{L+1} \end{pmatrix} \quad (\text{D.29})$$

で表現される．ここで，

$$M = \sum_{k=0}^{S-1} M_{k,k} = \sum_{k=0}^{S-1} A_k^H A_k \quad (\text{D.30})$$

$$G = \sum_{k=0}^{S-1} G_{k,k} = \sum_{k=0}^{S-1} A_k^H B_k \quad (\text{D.31})$$

$$Q = \sum_{k=0}^{S-1} Q_{k,k} = \sum_{k=0}^{S-1} A_k^H A_k + B_k^H B_k \quad (\text{D.32})$$

である． G および Q の対角要素は，所定のラグに対する S 個のパルス列のそれぞれの自己相関関数の和を表している．したがって， $R(\gamma)$ を次式のように定義すれば， G および Q はそれぞれ式 (D.21) および (D.24) を用いて容易に求められる．

$$R(\gamma) \equiv \sum_{k=0}^{S-1} R_{k,k}(\gamma) \quad 0 \leq \gamma \leq N-1 \quad (\text{D.33})$$

いま， C_k ($0 \leq k < S$) は相補系列符号であるから， $\gamma \neq 0$ では $R(\gamma) = 0$ である．したがって行列 G は 0 になり，行列 Q は SNI に等しくなる．ただし I は

$(N-1)$ 次の単位行列 (unit matrix) を示す. このとき, 式 (D.29) は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{W}_1 \\ \mathbf{W}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{W}_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & SNI & \cdots & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \mathbf{0} & \cdot & \cdot & \mathbf{0} & SNI \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ \vdots \\ D_L \end{pmatrix} \quad (\text{D.34})$$

で表現される. 式 (D.34) から, 欠偶領域では

$$\mathbf{W}_1 = M\mathbf{D}_1 \quad (\text{D.35})$$

となる. また非欠偶領域では

$$\mathbf{W}_m = S\mathbf{N}\mathbf{D}_m \quad 2 \leq m \leq L \quad (\text{D.36})$$

となる. すなわち, \mathbf{D} は, 欠偶領域および非欠偶領域において, それぞれ次の各式で表現される.

$$\mathbf{D}_1 = M^{-1}\mathbf{W}_1 \quad (\text{D.37})$$

$$\mathbf{D}_m = \frac{1}{SN}\mathbf{W}_m \quad 2 \leq m \leq L \quad (\text{D.38})$$

いま, 完全に復号された信号のベクトルを \mathbf{Y} とし, 復号用の行列として

$$\mathbf{B} = \alpha M^{-1} \quad (\text{D.39})$$

の形のものを用いれば, 式 (D.37) および (D.38) は, それぞれ

$$\mathbf{Y}_1 = \mathbf{B}\mathbf{W}_1 = \alpha\mathbf{D}_1 \quad (\text{D.40})$$

$$\mathbf{Y}_m = \frac{\alpha}{SN}\mathbf{W}_m = \alpha\mathbf{D}_m \quad 2 \leq m \leq L \quad (\text{D.41})$$

となる. ここで, $\alpha = SN$ とすると, \mathbf{D}_m の値が直接求められて便利である. 以上のように, 式 (D.40) と (D.41) から, 欠偶領域においても非欠偶領域と同様に行列 \mathbf{D} のみを用いて完全に復号された信号を直接得ることができる.

実用されているスパン符号は, 符号サイドローブの最小化, 干渉波の抑圧, および欠偶領域における完全復号の面で最も優れた符号とされている. Spano and Ghebrebrhan [1996b] にその詳細が論じられている.

参考文献

- Adachi, T., 1996: *Detailed Temperature Structure of Meteorological Disturbances Observed with RASS (Radio Acoustic Sounding System)*, Ph.D. Dissertation, Kyoto University, 173 pp.
- Alvarez, H., J. Aparici, J. May, and F. Olmos, 1997: A 45-MHz continuum survey of the southern hemisphere, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 315–328.
- Armijo, L., 1969: A theory for the determination of wind and precipitation velocities with Doppler radars, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 570–573.
- Atlas, D. and C. W. Ulbrich, 1977: Path- and area-integrated rainfall measurement by microwave attenuation in 1–3 cm band, *J. Appl. Meteor.*, **16**, 1322–1331.
- Atlas, D., R. S. Srivastava, and R. S. Sekhon, 1973: Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, 1–35.
- Balsley, B. B. and W. L. Ecklund, 1972: A portable coaxial collinear antenna, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP – 20**, 512–516.
- Balsley, B. B. and K. S. Gage, 1980: The MST radar technique: Potential for middle atmospheric studies, *Pure Appl. Geophys.*, **118**, 452–493.
- Balsley, B. B., W. L. Ecklund, D. A. Carter, and P. E. Johnston, 1980: The MST radar at Poker Flat, Alaska, *Radio Sci.*, **15**, 213–223.
- Baratt, P. and I. C. Browne, 1953: A new method of measuring vertical air currents, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**, 550.
- Battan, L. J., 1973: *Radar Observation of the Atmosphere*, The University of Chicago Press, Illinois, 324 pp.
- Beard, K. V. and C. Chuang, 1987: A new model for the equilibrium shape of raindrops, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1509–1524.
- Benoit, A., 1968: Signal attenuation due to neutral oxygen and water vapor, rain and clouds, *Microwave J.*, **11**, 73–80.
- Berger, T. and H. L. Groginsky, 1973: Estimation of the spectral moments of pulse trains, *Prepr., Int. Conf. on Information Theory, 1973*.

- Biggerstaff, M. I. and R. A. Houze, Jr., 1993: Kinematics and microphysics of the transition zone of the 10–11 June 1985 squall line, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3091–3110.
- Borgeaud, M., R. T. Shin, and J. A. Kong, 1987: Theoretical models for polarimetric radar clutter, *J. Electron. Waves and Appl.*, **1**, 73–89.
- Booker, H. G. and W. E. Gordon, 1950: A theory of radio scattering in the troposphere, *Proc. IRE*, **38**, 401–412.
- Bracewell, R., 1965: *The Fourier Transform and Its Applications*, McGraw-Hill, New York, 381 pp.
- Brandes, E. A., 1977: Flow in severe thunderstorms observed by dual-Doppler radar, *Mon. Weather Rev.*, **105**, 113–120.
- Briggs, B. H., 1984: The analysis of spaced sensor records by correlation technique, *Handbook for MAP*, **13**, 166–186, ICSU Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics (SCOSTEP).
- Briggs, B. H., 1992: Radar measurements of aspect sensitivity of atmospheric scatterers using spaced-antenna correlation techniques, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **54**, 153–165.
- Briggs, B. H. and R. A. Vincent, 1973: Some theoretical considerations on remote probing of weakly scattering irregularities, *Aust. J. Phys.*, **26**, 805–814.
- Briggs, B. H. and R. A. Vincent, 1992: Spaced-antenna analysis in the frequency domain, *Radio Sci.*, **27**, 117–129.
- Bringi, V. N. and V. Chandrasekar, 2001: *Polarimetric Doppler Weather Radar*, Cambridge Univ. Press, New York, 636 pp.
- Browning, K. A. and R. Wexler, 1968: A determination of kinematic properties of a wind field using Doppler radar, *J. Appl. Meteor.*, **7**, 105–113.
- Browning, K. A., J. C. Fankhauser, J. P. Chalon, P. J. Eccles, R. G. Strauch, F. H. Merrem, D. J. Musil, E. L. May, and W. R. Sand, 1976: Structure of an evolving hailstorm, Part V: Synthesis and implications for hail growth and hail suppression, *Mon. Weather Rev.*, **104**, 603–610.
- CCIR, 1991: CCIR, Propagation data and prediction methods required for terrestrial line-of-site systems, *CCIR Rep.*, **338 – 6, V**, ITU, Geneva, 1991.
- Charney, J. G., 1973: Planetary fluid dynamics, in *Dynamic Meteorology*, P. Morel, ed., D. Reidel, 97–351.

- Chilson, P. B., T. Y. Yu, R. G. Strauch, A. Muscinski, and R. D. Palmer, 2003: Implementation and validation of range imaging on a UHF radar wind profiler, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **104**, 987–996.
- Clifford, S. F., and T. I. Wang, 1977: The range limitation on radar-acoustic sounding system (RASS) due to atmospheric refractive turbulence, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **25**, 319–326.
- Cohn, S., 1995: Radar measurements of turbulent eddy dissipation rate in the troposphere: A comparison of techniques, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 85–95.
- Cooley, J. W. and J. W. Tukey, 1965: An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series, *Math. Comp.*, **19**, 297–301.
- Costa, E. and F. Fougere, 1988: Cross-spectral analysis of spaced-receiver measurements, *Radio Sci.*, **23**, 129–139.
- Crane, R. K., 1980: A review of radar observations of turbulence in the lower stratosphere, *Radio Sci.*, **15**, 177–193.
- Czechowsky, P., G. Schmidt, and R. Ruster, 1984: The mobile SOUSY Doppler radar: Technical design and first results, *Radio Sci.*, **19**, 441–450.
- Davies-Jones, R. P., 1979: Dual-Doppler coverage area as a function of measurement accuracy and spatial resolution, *J. Appl. Meteor.*, **18**, 1229–1233.
- Dhaka, S. K., M. Takahashi, Y. Shibagaki, M. D. Yamanaka, and S. Fukao, 2003: Gravity wave generation in the lower stratosphere due to passage of the typhoon 9426 (Orchid) observed by the MU radar at Shigaraki (35.85°N, 136.10°E), *J. Geophys. Res.*, **108**, 4595, doi:10.1029/2003JD003489.
- Deirmendjian, D., 1969: *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*, Elsevier, New York, 290 pp.
- Dicke, R. H., 1946: The measurement of thermal radiation at microwave frequencies, *Rev. Sci. Instr.*, **17**, 268–275,
- Doviak, R. J. and D. S. Zrnić, 1993: *Doppler Radar and Weather Observations*, 2nd ed., Academic Press, San Diego, CA, 562 pp.
- Doviak, R. J., R. J. Lataitis, and C. L. Holloway, 1996: Cross correlations and cross spectra for spaced antenna wind profilers 1. Theoretical analysis, *Radio Sci.*, **31**, 157–180.

- Draper, W. R. and H. Smith, 1966: *Applied Regression Analysis*, John Wiley and Sons, New York. 407 pp.
- Easterbrook, C. C., 1974: Estimating horizontal wind fields by two-dimensional curve fitting of single Doppler radar measurements, *Prepr., 16th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 214–219.
- Ecklund, W. L., D. A. Carter, and B. B. Balsley, 1988: A UHF wind profiler for the boundary layer: Brief description and initial results, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **5**, 432–441.
- Evans, J. V., 1969: Theory and practice of troposphere study by Thomson scatter radar, *Proc. IEEE*, **57**, 496–500.
- Farley, D., H. Ierkeic, and B. Fejer, 1981: Radar interferometry: A new technique for studying plasma turbulence in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **86**, 1467–1472.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, and M. Corney, 1990: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude, *Adv. Space Res.*, **10**, 11–59.
- Franke, S. J., 1990: Pulse compression and frequency domain interferometry with a frequency-hopped MST radar, *Radio Sci.*, **25**, 565–574.
- Fraser, G. J., 1968: Seasonal variation of southern hemisphere mid-latitude winds at altitudes of 70–100 km, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 707–720.
- Friend, A. W., 1949: Theory and practice of tropospheric sounding by radar, *Proc. IRE*, **37**, 116–138.
- Fritts D. C. and Z. G. Luo, 1992: Gravity wave excitation by geostrophic adjustment of the jet-stream, Part 1: Two-dimensional forcing, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 681–697.
- Fujita, T. T. 1985: *The Downburst: Microburst and Macroburst*, *SMRP Res. Rep.*, **210**, University of Chicago, Chicago, 122 pp.
- Fujita, T. T. and J. McCarthy, 1990: The application of weather radar to aviation meteorology, in *Radar in Meteorology*, D. Atlas, ed., Amer. Meteor. Soc., Boston, 657–681.
- Fujiyoshi, Y. and B. Geng, 1995: Dual Doppler radar observation of a tropical rainband developed from two convective clouds, *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 471–490.

- Fujiyoshi, Y., N. Yoshimoto, and T. Takeda, 1998: A dual-Doppler radar study of longitudinal-mode snowbands, Part I: A three dimensional kinematic structure of meso- γ -scale convective cloud systems within a longitudinal-mode snowband, *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 72–91.
- Fujiyoshi, Y., M. Quante, O. Danne, and E. Raschke, 1999: Some properties of deep stratiform ice cloud revealed by 95 GHz GKSS cloud radar—A case study, *Contr. Atmos. Phys.*, **72**, 113–125.
- Fukao, S. and R. D. Palmer, 1991: Spatial and frequency domain interferometry using the MU radar: A tutorial and recent developments, *J. Geomag. Geoelectr.*, **43**, 645–666.
- Fukao, S., T. Sato, S. Kato, R. M. Harper, R. F. Woodman, and W. E. Gordon, 1979: Mesospheric winds and waves over Jicamarca on May 23–24, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4379–4386.
- Fukao, S., S. Kato, T. Aso, M. Sasada, and T. Makihira, 1980a: Middle and upper atmosphere radar (MUR) under design in Japan, *Radio Sci.*, **15**, 225–231.
- Fukao, S., K. Wakasugi, and S. Kato, 1980b: Radar measurement of short-period atmospheric waves and related scattering properties at the altitude of 13–25 km over Jicamarca, *Radio Sci.*, **15**, 431–438.
- Fukao, S., T. Sato, I. Hirota, and S. Kato, 1980c: A preliminary radar observation of long-period waves in the tropical mesosphere over Jicamarca, *J. Geophys. Res.*, **85**, 1955–1957.
- Fukao, S., T. Sato, N. Yamasaki, R. M. Harper, and S. Kato, 1982: Winds measured by a UHF Doppler radar and rawinsondes: Comparisons made on twenty-six days (August–September 1977) at Arecibo, Puerto Rico, *J. Appl. Meteor.*, **21**, 1357–1363.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihira, 1985a: The MU radar with an active phased array system: 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, **20**, 1155–1168.
- Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihira, 1985b: The MU radar with an active phased array system: 2. In-house equipment, *Radio Sci.*, **20**, 1169–1176.
- Fukao, S., T. Sato, and S. Kato, 1985c: Monitoring of the MU radar antenna

- pattern by satellite OHZORA (EXOS-C), *J. Geomag. Geoelectr.*, **37**, 431–441.
- Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, T. Tsuda, I. Kimura, N. Takeuchi, M. Matsuo, and S. Kato, 1985d: Simultaneous observation of precipitating atmosphere by VHF band and C/Ku band radars, *Radio Sci.*, **20**, 622–630.
- Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, S. Morimoto, T. Tsuda, I. Hirota, I. Kimura, and S. Kato, 1985e: Direct measurement of air and precipitation particle motion by very high frequency Doppler radar, *Nature*, **316**, 712–714.
- Fukao, S., T. Sato, H. Hojo, I. Kimura, and S. Kato, 1986: A numerical consideration on edge effect of planar dipole phased arrays, *Radio Sci.*, **21**, 1–12.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, M. Inaba, and I. Kimura, 1988a: A systematic error in MST/ST radar measurement induced due to finite range volume effect: 1. Observational results, *Radio Sci.*, **23**, 59–73.
- Fukao, S., M. Inaba, I. Kimura, T. Sato, T. Tsuda, and S. Kato, 1988b: A systematic error in MST/ST radar measurement induced due to finite range volume effect: 2. Numerical considerations, *Radio Sci.*, **23**, 74–82.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, M. Inaba, and I. Kimura, 1988c: VHF Doppler radar determination of the momentum flux in the upper troposphere and lower stratosphere: Comparison between the three- and four-beam methods, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **5**, 57–69.
- Fukao, S., M. D. Yamanaka, H. Matsumoto, T. Sato, T. Tsuda, and S. Kato, 1989: Wind fluctuations near a cold vortex-tropopause funnel system observed by the MU radar, *Pure and Appl. Geophys.*, **130**, 463–479.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, M. Yamamoto, M. D. Yamanaka, and S. Kato, 1990: MU radar: New capabilities and system calibrations, *Radio Sci.*, **25**, 477–485.
- Fukao, S., Y. Maekawa, Y. Sonoi, and F. Yoshino, 1991a: Dual polarization radar observation of thunderclouds on the coast of the Sea of Japan in the winter season, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 179–182.
- Fukao, S., M. C. Kelley, T. Shirakawa, T. Takami, M. Yamamoto, T. Tsuda, and S. Kato, 1991b: Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere: 1. Observational results by the MU radar, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3725–3746.

- Fukao, S., N. Ao, M. D. Yamanaka, W. K. Hocking, T. Sato, M. Yamamoto, T. Nakamura, T. Tsuda, and S. Kato, 1994: Seasonal variability of vertical eddy diffusivity in the middle atmosphere I: Three-year observations by the MU radar, *J. Geophys. Res.*, **99**, 18973–18987.
- Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, M. K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki, 2003: Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci.*, **38**, 1053, doi:10.1029/2002RS002767.
- Furumoto, J., K. Kurimoto, and T. Tsuda, 2003: Continuous observations of humidity profiles with the MU radar-RASS combined with GPS and rawinsonde measurements, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 23–41.
- Gage, K. S., 1990: Radar observations of the free atmosphere: Structure and dynamics, in *Radar in Meteorology*, D. Atlas, ed., Amer. Meteor. Soc., Boston, 534–565.
- Gage, K. S. and B. B. Balsley, 1980: On the scattering and reflection mechanisms contributing to clear air radar echoes from the troposphere, stratosphere, and mesosphere, *Radio Sci.*, **15**, 243–257.
- Gage, K. S. and J. L. Green, 1978: Evidence for specular reflection from monostatic VHF radar observations of the atmosphere, *Radio Sci.*, **13**, 991–1001.
- Gage, K. S. and J. L. Green, 1979: Tropopause detection by partial specular reflection with very-high-frequency radar, *Science*, **203**, 1238–1240.
- Gage, K. S. and J. L. Green, 1982: An objective method for the determination of tropopause height from VHF radar observations, *J. Appl. Meteor.*, **21**, 1150–1154.
- Gage, K. S., W. L. Ecklund, and B. B. Balsley, 1985: A modified Fresnel scattering model for the parameterization of Fresnel returns, *Radio Sci.*, **20**, 1493–1501.
- Gage, K. S., B. B. Balsley, W. L. Ecklund, D. A. Carter, and J. R. McAfee, 1991: Wind profiler-related research in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3209–3220.
- Gage, K. S., J. R. McAfee, and C. R. Williams, 1996: On the annual variation of tropospheric zonal winds observed above Christmas Island in the central equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, **101**, 15061–15070.

- Gavrilov, N. M., S. Fukao, T. Nakamura, T. Tsuda, M. D. Yamanaka, and M. Yamamoto, 1996: Statistical analysis of gravity waves observed with the middle and upper atmosphere radar in the middle atmosphere, 1. Method and general characteristics, *J. Geophys. Res.*, **101**, 29511–29521.
- Gavrilov, N. M., S. Fukao, and H. Hashiguchi, 1999: Multi-beam MU radar measurements of advective accelerations in the atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 315–318.
- Geller, M. A., 1983: Dynamics of the middle atmosphere (Tutorial lecture), *Space Sci. Rev.*, **34**, 359–375.
- Gordon, W. E., 1958: Incoherent scattering of radio waves by free electrons with applications to space explorations by radar, *Proc. IRE*, **46**, 1824–1829.
- Gordon, W. E. and L. M. LaLonde, 1961: The design and capabilities of an ionospheric radar probe, *IRE Trans. Antennas Propagat.*, **AP – 9**, 17–22.
- Gossard, E. E. and W. H. Hooke, 1975: *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves—Their Generation and Propagation*, Elsevier, Amsterdam, 456 pp.
- Gossard, E. E. and R. G. Strauch, 1983: *Radar Observation of Clear Air and Clouds*, Elsevier, Amsterdam, 280 pp.
- Gossard, E. E., J. H. Richter, and D. Atlas, 1970: Internal waves in the atmosphere from high-resolution radar measurements, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3523–3536.
- Groginsky, H. L., 1972: Pulse pair estimation of Doppler spectrum parameters, *Prepr., 15th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 233–236.
- Gunn, K. L. S. and T. W. R. East, 1954: The microwave properties of precipitation particles, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **80**, 522–545.
- Gunn, R., and G. D. Kinzer, 1949: The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air, *J. Meteor.*, **6**, 243–248.
- Hamazu, K., 2002: *Development of Doppler Radars for Studying Aviation Weather*, Ph.D. Dissertation, Kyoto University, 207 pp.
- Hamazu, K., H. Hashiguchi, T. Wakayama, T. Matsuda, R. J. Doviak, and S. Fukao, 2003: A 35-GHz scanning Doppler radar for fog observations, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20**, 972–986.

- Hansen, R. C., ed., 1985: *Microwave Scanning Antennas*, Peninsula Publishing, Los Altos CA, 1264 pp.
- Hardy, K. R. and H. Ottersten, 1969: Radar investigations of convective patterns in the clear atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 666–672.
- Hartree, D. R., J. G. Michel, and P. Nicolson, 1946: Practical methods for the solution of the equations of tropospheric refraction, in *Meteorological Factors in Radio Wave Propagation*, Physical Society, London, 127–168.
- Hashiguchi, H., M. Yamamoto, S. Fukao, T. Tsuda, M. D. Yamanaka, T. Nakamura, T. Sato, S. Kato, T. Makihira, and K. Hamazu, 1992: Development of a boundary layer radar, *Prepr., International Symposium on Middle Atmosphere Science*, Kyoto, 23–37 March, 46–47.
- Hashiguchi, H., M. D. Yamanaka, T. Tsuda, M. Yamamoto, T. Nakamura, T. Adachi, S. Fukao, T. Sato, and D. L. Tobing, 1995a: Diurnal variations of the planetary boundary layer observed with an L-band clear-air Doppler radar, *Boundary-Layer Meteorology*, **74**, 419–424.
- Hashiguchi, H., S. Fukao, T. Tsuda, M. D. Yamanaka, D. L. Tobing, T. Sribimawati, S. W. B. Harijono, and H. Wiryosumarto, 1995b: Observations of the planetary layer over equatorial Indonesia with an L-band clear-air Doppler radar: Initial results, *Radio Sci.*, **30**, 1043–1054.
- Hashiguchi, H., S. Fukao, Y. Moritani, T. Wakayama, and S. Watanabe, 2004: A lower troposphere radar: 1.3-GHz active phased-array type wind profiler with RASS, *J. Meteor. Soc. Japan*, **82**, 915–931.
- Hassenpflug, G., P. B. Rao, M. Yamamoto, and S. Fukao, 2003: MU radar spaced antenna observations with varying apertures: Scatterer and antenna contributions to the ground diffraction pattern, *Radio Sci.*, **38**, 1043, doi:10.1029/2002RS002751.
- Heisenberg, W., 1948: On the theory of statistical and isotropic turbulence, *Proc. Roy. Soc. A*, **195**, 402–406.
- Heiss, W. H., D. L. McGrew, and D. S. Sirmans, 1990: NEXRAD; Next generation weather radar (WSR-88D), *Microw. J.*, **33**, 79–98.
- Héhal D., M. Crochet, H. Luce, and E. Spano, 2001: High-resolution imaging applied to a classical VHF-ST radar, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **63**, 263–274.

- Henke, H., 2000: Millimeter-wave structures and power sources, *Proc. EPAC 2000*, Vienna, Austria, 202–206.
- Hirota, I. and T. Niki, 1986: Inertia-gravity waves in the troposphere and stratosphere observed by the MU radar, *J. Meteor. Soc. Japan.*, **64**, 995–999.
- Hitschfeld, W. F. and J. Bordan, 1954: Errors inherent in the radar measurement of rainfall at attenuating wavelengths, *J. Meteor.*, **11**, 58–67.
- Hobbs, P. V., 1978: Organization and structure of clouds and precipitation on the mesoscale and microscale in cyclonic storms, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **16**, 741–755.
- Hocking, W. K., 1983: On the extraction of atmospheric turbulence parameters from radar backscatter Doppler spectra – I. Theory, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **45**, 89–102.
- Hocking, W. K., 1985: Measurement of turbulent energy dissipation rates in the middle atmosphere by radar techniques, A review, *Radio Sci.*, **20**, 1403–1422.
- Hocking, W. K., 1988: Two years of continuous measurements of turbulence parameters in the upper mesosphere and lower thermosphere made with a 2-MHz radar, *J. Geophys. Res.*, **93**, 2475–2491.
- Hocking, W. K., T. Thayaparan, and J. Jones, 1997: Meteor decay times and their use in determining a diagnostic mesospheric temperature-pressure parameter: Methodology and one year of data, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2977–2980.
- Holloway, C. L., R. J. Doviak, and S. A. Cohen, 1997a: Cross correlations of fields scattered by horizontally anisotropic refractive index irregularities, *Radio Sci.*, **32**, 1911–1920.
- Holloway, C. L., R. J. Doviak, S. A. Cohn, R. J. Latatits, and J. S. Van Baelen, 1997b: Cross correlations and cross spectra for spaced antenna wind profilers 2. Algorithms to estimate wind and turbulence, *Radio Sci.*, **32**, 967–982.
- Houze, R. A., Jr., 1993: *Cloud Dynamics*, Academic Press, San Diego, CA, 570 pp.
- Houze, R. A., Jr., J. D. Locatelli, and P. V. Hobbs, 1976: Dynamics and cloud microphysics of the rainbands in an occluded frontal system, *J. Atmos.*

- Sci.*, **33**, 1921–1936.
- Houze, R. A., Jr., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather-radar displays in midlatitude mesoscale convective systems, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 608–619.
- Houze R. A., Jr., B. F. Smull, and P. Dodge, 1990: Mesoscale organization of springtime rainstorms in Oklahoma, *Mon. Weather Rev.*, **117**, 613–654.
- Ishihara, M., Z. Yanagisawa, H. Sakakibara, K. Matsuura and J. Aoyagi, 1986: Structure of a typhoon rainband observed by two Doppler radars, *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 923–939.
- ITU-R, 2001: Attenuation by atmospheric gases, *ITU-R Recommendations*, **ITU-R, P.676-5**, International Telecommunications Union, Geneva, Switzerland, 2001.
- Iwanami, K., R. Misumi, M. Maki, T. Wakayama, K. Hata, and S. Watanabe, 2001: Development of a multiparameter radar system on mobile platform, *Prepr., 30th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 104–106.
- Jameson, A. R., 1985: Microphysical interpretation of multiparameter radar measurements in rain, Part III: Interpretation and measurement of propagation differential phase shift between orthogonal linear polarizations, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 607–614.
- Jameson, A. R. and D. B. Johnson, 1990: Cloud microphysics and radar, in *Radar in Meteorology*, D. Atlas, ed., American Meteor. Soc., 323–340.
- Johnson, R. H. and P. J. Hamilton, 1988: The relationship of surface pressure features to the precipitation and airflow structure of an intense midlatitude squall line, *Mon. Weather. Rev.*, **116**, 1444–1472.
- Jorgensen, D. P. and P. T. Willis, 1982: A Z-R relationship for hurricanes, *J. Appl. Meteor.*, **21**, 356–366.
- Joss, J. and A. Waldvogel, 1970: A method to improve the accuracy of radar-measured amounts of precipitation, *Prepr., 14th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 237–238.
- Kato, S., 1980: *Dynamics of the Upper Atmosphere*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 233 pp.
- Kato, S., T. Ogawa, T. Tsuda, T. Sato, I. Kimura, and S. Fukao, 1984: The middle and upper atmosphere radar: First results using a partial system,

- Radio Sci.*, **19**, 1475–1484.
- Kawashima, M., K. Tsuboki, and T. Asai, 1995: Maintenance mechanism and thermodynamic structure of a Baiu frontal rainband retrieved from dual Doppler radar observations, *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 717–735.
- Kilburn, C., S. Fukao, and M. Yamamoto, 1995: Extended period frequency domain interferometry observations at stratospheric and tropospheric heights, *Radio Sci.*, **30**, 1099–1109.
- Kingsmill, D. E. and R. M. Wakimoto, 1991: Kinematic, dynamic, and thermodynamic analysis of a weakly sheared thunderstorm over northern Alabama, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 262–297.
- Kobayashi, T. and A. Adachi, 2001: Measurements of rain-drop breakup by using UHF wind profilers, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4071–4072.
- Kodaira, N, 1990: History of radar meteorology in Japan, in *Radar in Meteorology*, D. Atlas, ed., Amer. Meteor. Sci., 69–76.
- Kolmogoroff, A. N., 1941: Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **32**, 16–18.
- Konrad, T. G., 1970: The dynamics of the convective process in clear air as seen by radar, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1138–1147.
- Koscielny, A. J., R. J. Doviak, and R. Rabin, 1982, Statistical considerations in the estimation of divergence from single-Doppler radar and application to prestorm boundary-layer observations, *J. Appl. Meteor.*, **21**, 197–210.
- Kozu, T., T. Kawanishi, H. Kuroiwa, M. Kojima, K. Oikawa, H. Kumagai, K. Okamoto, M. Okumura, H. Nakatsuka, and K. Nishikawa, 2001: Development of precipitation radar onboard the Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) satellite, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **39**, 102–116.
- Kropfli, R. A., S. Y. Matrosov, T. Uttal, B. W. Orr, A. S. Frisch, K. A. Clark, B. W. Bartram, R. F. Reinking, J. B. Snider, and B. E. Martner, 1995: Cloud physics studies with 8 mm wavelength radar, *Atmos. Res.*, **35**, 299–313.
- Kudeki E. and G. R. Stitt, 1987: Frequency domain interferometry: A high resolution radar technique for studies of atmospheric turbulence, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 198–201.
- Kudeki E. and F. Sürücü , 1991: Radar interferometric imaging of field-aligned plasma irregularities in the equatorial electrojet, *Geophys. Res. Lett.*, **18**,

- 41–44.
- Kudeki E., and R. F. Woodman, 1990: A post-statistic steering technique for MST radar applications, *Radio Sci.*, **25**, 591–594.
- Kurosaki, S., M. D. Yamanaka, H. Hashiguchi, T. Sato, and S. Fukao, 1996: Vertical eddy diffusivity in the lower and middle atmosphere: A climatology based on the MU radar observations during 1986–1992, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **58**, 727–734.
- Larsen, M. F., R. D. Palmer, S. Fukao, R. F. Woodman, M. Yamamoto, T. Tsuda, and S. Kato, 1992: An analysis technique for deriving vector winds and in-beam incidence angles from radar interferometer measurements, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **9**, 3–14.
- Law, D. C., K. P. Moran, R. G. Frehlich, and R. G. Strauch, 1994: Maximum likelihood estimation of spectral moments in the presence of clutter, *Extended Abstracts of the Third International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies*, 216–218, Hamburg, Germany, Aug. 30 - Sep. 2.
- Law, D. C., S. A. McLaughlin, M. J. Post, B. L. Weber, D. C. Welsh, D. E. Wolfe, and D. A. Merritt, 2002: An electronically stabilized phased array system for shipborne atmospheric wind profiling, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**, 924–933.
- Leary, C. A. and R. A. Houze, Jr., 1979: The structure and evolution of convection in a tropical cloud cluster, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 437–457.
- Lhermitte, R. M., 1970: Dual-Doppler radar observations of convective storm circulation, *Prepr., 14th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 139–144.
- Lhermitte, R. M., 1972: Real time processing of meteorological Doppler radar signals, *Prepr., 15th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 364–367.
- Lhermitte, R. M. and L. J. Miller, 1970: Doppler radar methodology for the observation of convective storms, *Prepr., 14th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 133–138.
- Liebe, H. J., 1985: An updated model for millimeter wave propagation in moist air, *Radio Sci.*, **20**, 1069–1089.
- Lilly, D. K., D. E. Waco, and S. I. Adelfang, 1974: Stratospheric mixing estimated from high-latitude turbulence measurements, *J. Appl. Meteor.*, **13**, 488–

- 493.
- Luce, H., S. Fukao, and M. Yamamoto, 2001a: Validation of winds measured by MU radar with GPS radiosondes during the MUTSI campaign, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 817–829.
- Luce, H., M. Yamamoto, S. Fukao, and M. Crochet, 2001b: Extended radar observations with the frequency radar domain interferometric imaging (FII) technique, *J. Atmos. Solar–Terr. Phys.*, **63**, 221–234.
- Luce, H., S. Fukao, F. Dalaudier, and M. Crochet, 2002: Strong mixing events observed near the tropopause with the MU radar and high-resolution balloon techniques, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2885–2896.
- Maeda, K., H. Alvarez, J. Aparici, J. May, and P. Reich, 1999: A 45-MHz continuum survey of the northern hemisphere, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **140**, 145–154.
- Maekawa, Y., S. Fukao, T. Sato, S. Kato, and R. F. Woodman, 1984: Internal inertia-gravity waves in the tropical lower stratosphere observed by the Arecibo radar, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2359–2367.
- Marcuvitz, N., 1993: *Waveguide Handbook*, Peter Peregrinus, 428 pp.
- Marks, F. D., Jr. and R. A. Houze, Jr., 1987: Inner-core structure of Hurricane Alicia from airborne Doppler-radar observations, *J Atmos. Sci.*, **44**, 1296–1317.
- Marshall, J. S. and W. M. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size, *J. Meteor.*, **5**, 165–166.
- Marshall, J. S., W. Hirschfeld, and K. L. S. Gunn, 1955: Advances in radar weather, *Adv. Geophys.*, **2**, 1–56.
- Marshall, J. M., A. M. Peterson, and A. A. Barnes, Jr., 1972: Combined radar-acoustic sounding system, *Appl. Optics*, **11**, 108–112.
- Masuda, Y, 1988: Influence of wind and temperature on the height limit of a radio acoustic sounding system, *Radio Sci.*, **23**, 647–654.
- Masuda, Y., J. Awaka, K. Nakamura, T. Adachi, and T. Tsuda, 1992: Analysis of the radio sounding system using a chirped acoustic wave, *Radio Sci.*, **27**, 681–691.
- Matuura, N., Y. Masuda, H. Inuki, S. Kato, S. Fukao, T. Sato, and T. Tsuda, 1986: Radio acoustic measurement of temperature profile in the troposphere

- and stratosphere, *Nature*, **323**, 426–428.
- May, P. T., S. Fukao, P. J. Neiman, M. W. Kozleski, M. D. Yamanaka, S. Kato, M. Yamamoto, T. Sato, and T. Tsuda, 1992: MU radar observations of the wind field in the vicinity of the Baiu front during early July, 1987, *Beitr. Phys. Atmos. (Contr. Atmos. Phys.)*, **65**, 3–11.
- May, P. T., G. T. Holland, and W. L. Ecklund, 1994: Wind profiler observation of tropical storm Flo at Saipan, *Weather and Forecasting*, **9**, 410–426.
- McKinley, D. W. R., 1961: *Meteo Science and Engineering*, McGraw-Hill, New York, 309 pp.
- Miyashita, H., H. Ohmine, K. Nishizawa, S. Makino, and S. Urasaki, 1999: Electromagnetically coupled coaxial dipole array antenna, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **47**, 1716–1726.
- Muraoka, Y., K. Kawahira, T. Sato, T. Tsuda, S. Fukao, and S. Kato, 1987: Characteristics of inertial gravity waves in the mesosphere observed by the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 1154–1157.
- Murayama, Y., T. Tsuda, and S. Kato, 1994: Seasonal variation of gravity wave activity in the lower atmosphere observed with the MU radar, *J. Geophys. Res.*, **99**, 23057–23069.
- Nakamura, K. and Y. Masuda, 1992: Development of a lower troposphere wind profiler at Communications Research Laboratory, *Prepr., International Symposium on Middle Atmosphere Science*, Kyoto, 23–37 March, 48–49.
- Nathanson, F. E., 1991: *Radar Design Principles, 2nd ed.*, SciTech, Mendham, New Jersey, 720 pp.
- Nathanson, F. E. and J. P. Reilly, 1968: Radar precipitation echoes, *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, **AES - 4**, 505–514.
- Nathanson, F. E. and P. L. Smith, 1972: A modified coefficient for the weather radar equation, *Prepr., 15th Conf. Radar Meteor.*, Amer. Meteor. Soc., 228–230.
- Nickel, U., 1988: Algebraic formulation of Kumaresan-Tufts superresolution method, showing relation to ME and MUSIC method, *IEE Proc.*, **135**, 7–10.
- Ochs, G. R., 1965: The large 50 Mc/s dipole array at Jicamarca Radar Observatory, *NBS Rep.*, **8772**, Nat. Bur. of Stand., Boulder, CO, 61 pp.

- Ogawa, T. and T. Shimazaki, 1975: Diurnal variations of odd nitrogen and ionic densities in the mesosphere and lower thermosphere: Simultaneous solution of photochemical-diffusive equations, *J. Geophys. Res.*, **80**, 3945–3960.
- Ogura, H. and Y. Yoshida, 1981: Spectral analysis and subtraction of noise in radar signals, *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, **AES-17**, 62–71.
- Ogura, Y. and N. A. Phillips, 1962: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **19**, 1458–1476.
- Orlansky, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **56**, 527–530.
- Orr, B. W. and B. E. Martner, 1996: Detection of weakly precipitating winter clouds by a NOAA 404-MHz wind profiler, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 570–580.
- Ottersten, H., 1969a: Atmospheric structure and radar backscattering in clear air, *Radio Sci.*, **4**, 1179–1193.
- Ottersten, H., 1969b: Mean vertical gradient of potential refractive index in turbulent mixing and radar detection of CAT, *Radio Sci.*, **4**, 1247–1249.
- Ottersten, H., 1969c: Radar backscattering from the turbulent clear atmosphere, *Radio Sci.*, **4**, 1251–1255.
- Palmer R. D., R. F. Woodman, S. Fukao, T. Tsuda, and S. Kato, 1990: Three-antenna poststatistic steering using the MU radar, *Radio Sci.*, **25**, 1105–1110.
- Palmer, R. D., S. Fukao, M. F. Larsen, R. F. Woodman, M. Yamamoto, T. Tsuda, and S. Kato, 1991: VHF radar interferometry measurements of vertical velocity and the effects of tilted refractivity surfaces on standard Doppler measurements, *Radio Sci.*, **26**, 417–427.
- Palmer R. D., M. F. Larsen, E. L. Sheppard, S. Fukao, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, 1993: Poststatistic steering wind estimation in the troposphere and lower stratosphere, *Radio Sci.*, **28**, 261–271.
- Palmer R. D., S. Gopalam, T. Y. Yu, and S. Fukao, 1998: Coherent radar imaging using the Capon's method, *Radio Sci.*, **33**, 1585–1598.
- Palmer R. D., T. Y. Yu, and P. B. Chilson, 1999: Range imaging using frequency diversity, *Radio Sci.*, **34**, 1485–1496.

- Palmer R. D., P. B. Chilson, A. Muscinski, G. Schmidt, T. Y. Yu, and H. Steinhagen, 2001: SOMARE-99: Observations of tropospheric scattering layers using multiple-frequency range imaging, *Radio Sci.*, **36**, 681–693.
- Papoulis, A., 1965: *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, McGraw-Hill, New York, 583 pp.
- Pasqualucci, F., 1984: Drop size distribution measurements in convective storms with a vertically pointing 35-GHz Doppler radar, *Radio Sci.*, **19**, 177–183.
- Probert-Jones, J. R., 1962: The radar equation in meteorology, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **88**, 485–495.
- Pruppacher, H. R. and K. V. Beard, 1970: A wind tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 247–256.
- Ralph, F. M., 1995: Using radar-measured radial vertical velocities to distinguish precipitation scattering from clear-air scattering, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 257–267.
- Ramo, S., J. R. Whinnery, and T. Van Duzer, 1965: *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley and Sons, New York, 265 pp.
- Rao, Q., H. Hashiguchi, and S. Fukao, 2003: Study on ground clutter prevention fences for boundary layer radars, *Radio Sci.*, **38**, 1030, doi:10.1029/2001RS002489.
- Ratcliffe, J. A., 1956: Some aspects of diffraction theory and their application to the ionosphere, *Rep. Prog. Phys.*, **19**, 188–267.
- Ray, P. S., R. J. Doviak, G. B. Walker, D. Sirmans, J. Carter, and B. Bumgarner, 1975: Dual-Doppler observation of tornadic storm, *J. Appl. Meteor.*, **17**, 1201–1212.
- Ray, P. S., C. L. Zeigler, R. J. Serafin, and W. Bumgarner, 1980: Single- and multiple-Doppler radar observations of tornadic storms, *Mon. Weather Rev.*, **108**, 1607–1625.
- Reid, I. M. and R. A. Vincent, 1987: Measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes and mean flow acceleration at Adelaide, Australia, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **49**, 443–460.
- Renggono, F., H. Hashiguchi, S. Fukao, M. D. Yamanaka, S.-Y. Ogino, N. Okamoto, F. Murata, B. P. Sitorus, M. Kudsy, M. Kartasasmita, and G. Ibrahim,

- 2001: Precipitating clouds observed by 1.3-GHz boundary layer radars in equatorial Indonesia, *Ann. Geophys.*, **19**, 889–897.
- Röttger, J., 1979: VHF radar observations of a frontal passage, *J. Appl. Meteor.*, **18**, 85–91.
- Röttger J. and H. M. Ierkcic, 1985: Postbeam steering and interferometry applications of VHF radars to study winds, waves, and turbulence in the lower and middle atmosphere, *Radio Sci.*, **20**, 1461–1480.
- Röttger, J. and C. H. Liu, 1978: Partial reflection and scattering of VHF radar signals from the clear atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 357–360.
- Röttger, J. and R. A. Vincent, 1978: VHF radar studies of tropospheric velocities and irregularities using spaced antenna techniques, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 917–920.
- Röttger, J., J. Klostermeyer, P. Czechowsky, R. Rüster, and G. Schmidt, 1978: Remote sensing of the atmosphere by VHF radar experiment, *Naturwissenschaften*, **65**, 285–296.
- Röttger, J., C. -H. Liu, C. J. Pan, and I. -J. Fu, 1990: Spatial interferometry measurements with the Chung-Li VHF radar, *Radio Sci.*, **25**, 503–515.
- Rummler, W. D., 1968: Introduction of a new estimator for velocity spectral parameters, *Tech. Memo. MM-68-4121-5*, Bell Telephone Laboratories, Whippany, New Jersey, 27 pp.
- Ryde, J. W., 1946: The attenuation and radar echoes produced at centimetre wavelengths by various meteorological phenomena, in *Meteorological Factors in Radio Wave Propagation*, Physical Society, London, 169–188.
- Sachindananda, M. and D. S. Zrnić, 1985: Z_{DR} measurement considerations for a fast scan capability radar, *Radio Sci.*, **20**, 907–922.
- Sakakibara, H., M. Ishihara, A. Tabata, K. Akaeda, and T. Yokoyama, 1991: Evolution and structure of a cold-frontal precipitation system over the subtropical ocean, *Prepr., International Conference on Mesoscale Meteorology and TAMEX*, Taipei, R. O. C., Amer. Meteor. Soc., 173–181.
- Sato, K., 1989: An inertial gravity wave associated with a synoptic-scale pressure trough observed by the MU radar, *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 325–334.
- Sato, K., 1990: Vertical wind disturbances in the troposphere and lower stratosphere observed by the MU radar, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2803–2817.

- Sato, K., 1993: Small-scale wind disturbances observed by the MU radar during the passage of Typhoon Kelly, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 519–537.
- Sato, T., 1988: Radar principles, in *Lecture Notes of International School on Atmospheric Radar (ISAR)*, S. Fukao, ed., Kyoto, 19–53.
- Sato, T. and S. Fukao, 1982: Altitude smearing due to instrumental resolution in MST radar measurements, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 72–75.
- Sato, T. and R. F. Woodman, 1982: Spectral parameter estimation of CAT radar echoes in the presence of fading clutter, *Radio Sci.*, **17**, 817–826.
- Sato, T., A. Ito, W. L. Oliver, S. Fukao, T. Tsuda, S. Kato, and I. Kimura, 1989: Ionospheric incoherent scatter measurements with the middle and upper atmosphere radar: Techniques and capability, *Radio Sci.*, **24**, 85–98.
- Sato, T., H. Iwai, I. Kimura, S. Fukao, M. Yamamoto, T. Tsuda, and S. Kato, 1990: Computer processing for deriving drop-size distributions and vertical air velocities from VHF Doppler radar spectra, *Radio Sci.*, **25**, 961–973.
- Sato, T., N. Ao, M. Yamamoto, S. Fukao, T. Tsuda, and S. Kato, 1991: A typhoon observed with the MU radar, *Mon. Weather Rev.*, **119**, 755–768.
- Sauvageot, H., 1992: *Radar Meteorology*, Artech House, Boston, 366 pp.
- Schmidt, R. O., 1986: Multiple emitter location and signal parameter estimation, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP – 34**, 276–280.
- Sekhon, R. S. and R. C. Srivastava, 1970: Snow-size spectra and radar reflectivity, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 299–307.
- Sekhon, R. S. and R. C. Srivastava, 1971: Doppler radar observations of drop-size distributions in a thunderstorm, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 983–994.
- Seliga, T. A. and V. N. Bringi, 1976: Potential use of radar differential reflectivity measurements at orthogonal polarizations for measuring precipitations, *J. Appl. Meteor.*, **15**, 69–76.
- Sempre-Torres D., J. M. Porra, and J. D. Creutin, 1994: A general formulation for raindrop size distribution, *J. Appl. Meteor.*, **33**, 1494–1502.
- Shibagaki, Y., M. D. Yamanaka, H. Hashiguchi, A. Watanabe, H. Uyeda, Y. Maekawa, and S. Fukao, 1997: Hierarchical structures of vertical velocity variations and precipitating clouds near the Baiu frontal cyclone center observed by the MU and meteorological radars, *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 569–596.

- Shibagaki, Y., M. D. Yamanaka, S. Shimizu, H. Uyeda, A. Watanabe, Y. Maekawa, and S. Fukao, 2000, Meso- β to $-\gamma$ -scale wind circulations associated with precipitating clouds near Baiu front observed by the MU and meteorological radars, *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 692–91.
- Shibagaki, Y., M. D. Yamanaka, M. Kita-Fukase, H. Hashiguchi, Y. Maekawa, and S. Fukao, 2003: Meso- α -scale wind field and precipitating clouds in Typhoon 9426 (Orchid) observed by the MU radar, *J. Meteor. Soc. Japan*, **81**, 211–228.
- Silverman, R. A., 1956: Turbulent mixing theory applied to radio scattering, *J. Appl. Phys.*, **27**, 690–705.
- Skolnik, M. I., 1980: *Introduction to Radar Systems, 2nd ed.*, McGraw-Hill, Singapore, 581 pp.
- Skolnik, M.I., ed., 1990: *Radar Handbook, 2nd ed.*, McGraw-Hill, New York.
- Smith, P. L., 1984: Equivalent radar reflectivity factor for snow and ice particles, *J. Clim. and Appl. Meteorol.*, **23**, 1258–1260.
- Smith, S. A., D. C. Fritts, and T. E. VanZandt, 1987: Evidence of a saturation spectrum of atmospheric waves, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1404–1410.
- Spano, E. and O. Ghebrehghan, 1996a: Pulse coding techniques for ST/MST radar systems: A general approach based on a matrix formulation, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **GE – 34**, 304–316.
- Spano, E. and O. Ghebrehghan, 1996b: Sequences of complementary codes for the optimum decoding of truncated ranges and high sidelobe suppression factors for ST/MST radar systems, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **GE – 34**, 330–345.
- Stratton, J. A., 1941: *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York, 615 pp.
- Sumi, A., 1989: Short-period fluctuation of the lower tropospheric winds observed by the MU radar, *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 167–175.
- Tabata, A., H. Sakakibara, M. Ishihara, K. Matsuura, and Z. Yanagisawa, 1992: A general view of the structure of Typhoon 8514 observed by dual-Doppler radar - From outer rainbands to eyewall clouds, *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 897–917.
- Takeda, S., T. Nakamura, and T. Tsuda, 2001: An improvement of wind velocity estimation from radar Doppler spectra in the upper mesosphere, *Ann.*

- Geophys.*, **19**, 837–843.
- Tatarski, V. I., 1961: *The effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, Keter Press, Jerusalem, 472 pp.
- Teshiba, M., H. Hashiguchi, S. Fukao, and Y. Shibagaki, 2001: Typhoon 9707 observations with the MU radar and L-band boundary layer radar, *Ann. Geophys.*, **19**, 925–931.
- Testud, J., 1982: Three-dimensional wind field analysis from Doppler radar data, in *Mesoscale Meteorology – Theories, Observations and Models*, D. L. Lilly and T. Gal-Chen, ed., D. Reidel Publ., 711–754.
- Tsuda, T., T. Sato, K. Hirose, S. Fukao, and S. Kato, 1986: MU radar observations of the aspect sensitivity of backscattered VHF echo power in the troposphere and lower stratosphere, *Radio Sci.*, **21**, 971–980.
- Tsuda, T., P. T. May, T. Sato, S. Kato, and S. Fukao, 1988: Simultaneous observations of reflection echoes and reflective index gradient in the troposphere and lower stratosphere, *Radio Sci.*, **23**, 655–665.
- Tsuda, T., Y. Masuda, H. Inuki, K. Takahashi, T. Takami, T. Sato, S. Fukao, and S. Kato, 1989a: High time resolution monitoring of tropospheric temperature with a Radio Acoustic Sounding System (RASS), *Pure and Appl. Geophys.*, **130**, 497–507.
- Tsuda, T., T. Inoue, D. C. Fritts, T. E. VanZandt, S. Kato, T. Sato, and S. Fukao, 1989b: MST radar observations of a saturated gravity wave spectrum, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2440–2447.
- Tsuda, T., S. Kato, T. Yokoi, T. Inoue, M. Yamamoto, T. E. VanZandt, S. Fukao, and T. Sato, 1990a: Gravity waves in the mesosphere observed with the middle and upper atmosphere radar, *Radio Sci.*, **26**, 1005–1018.
- Tsuda, T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato, and S. Fukao, 1990b: Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 725–728.
- Tsuda, T., T. Adachi, Y. Masuda, S. Fukao, and S. Kato, 1994: Observations of tropospheric temperature fluctuations with the MU radar-RASS, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **11**, 50–62.
- Tsuda, T., T. E. VanZandt, and H. Saito, 1997: Zenith-angle dependence of VHF specular reflection echoes in the lower atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*,

- 59**, 766–776.
- Tsutsumi, M., T. Tsuda, and T. Nakamura, 1994: Temperature fluctuations near the mesopause inferred from meteor observations with the middle and upper atmosphere radar, *Radio Sci.*, **29**, 599–610.
- Ushiyama, T., M. Kawashima, and Y. Fujiyoshi, 2003: Heating distribution by cloud systems derived from Doppler radar observation in TOGA-COARE, *J. Meteor. Soc. Japan*, **81**, 1407–1434.
- Ulaby F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung, 1981: *Microwave Remote Sensing 1*, Artech House, Norwood, MA, 456 pp.
- Ulbrich, C. W., 1983: Natural variations in the analytical form of the raindrop-size distribution, *J. Climate Appl., Meteor.*, **22**, 1764–1775.
- Uyeda, H., and D. S. Zrnić, 1986: Automatic detection of gust fronts, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **3**, 36–50.
- Van Baelen, J. S., A. D. Richmond, T. Tsuda, S. K. Avery, S. Kato, S. Fukao, and M. Yamamoto, 1991: Radar interferometry technique and anisotropy of the echo power distribution: First results, *Radio Sci.*, **26**, 1315–1326.
- Van de Hulst, H. D., 1957: *Light Scattering by Small Particles*, John Wiley and Sons, New York, 470 pp.
- Van Vleck, J. H., 1947a: Absorption of microwaves by oxygen, *Phys. Rev.*, **71**, 413–424.
- Van Vleck, J. H., 1947b: The absorption of microwaves by uncondensed water vapor, *Phys. Rev.*, **71**, 425–433.
- VanZandt, T. E. and R. A. Vincent, 1983: Is VHF Fresnel reflectivity due to low-frequency waves., *Handbook for MAP*, ICSU Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics (SCOSTEP), **9**, 78–80.
- Vincent, R. A. and I. M. Reid, 1983: HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1321–1333.
- Wait, J. R., 1962: *Electromagnetic Waves in Stratified Media*, Pergamon, Oxford, 372 pp.
- Wakasugi, K., A. Mizutani, M. Matsuo, S. Fukao, and S. Kato, 1986: A direct method for deriving drop-size distribution and vertical air velocities from VHF Doppler radar spectra, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **3**, 623–629.

- Waldteufel, P. and H. Corbin, 1979: On the analysis of single Doppler data, *J. Appl. Meteor.*, **18**, 532–542.
- Watanabe, A., S. Fukao, M. D. Yamanaka, A. Sumi, and H. Uyeda, 1994: A rotor circulation near the Baiu front observed by the MU radar, *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 91–105.
- Weinstock, J., 1981: Energy dissipation rates of turbulence in the stable free atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 880–883.
- Wexler, R. and D. Atlas, 1963: Radar reflectivity and attenuation of rain, *J. Appl. Meteor.*, **2**, 276–280.
- Williams, C. R., W. L. Ecklund, and K. S. Gage, 1995: Classification of precipitating clouds in the tropics using 915-MHz wind profilers, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 996–1012.
- Wilczak, J. M., R. G. Strauch, F. M. Ralph, B. L. Weber, D. A. Merritt, J. R. Jordan, D. E. Wolfe, L. K. Lewis, D. B. Wuertz, J. E. Gaynor, S. A. McLaughlin, R. R. Rogers, A. C. Riddle, and T. S. Dye, 1995: Contamination of wind profiler data by migrating birds: Characteristics of corrupted data and potential solutions, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 449–467.
- Wood, V. T. and R. A. Brown, 1983: Single Doppler velocity signatures: An atlas of patterns in clear air/widespread precipitation and convective storms, *NOAA Technol. Memo ERL NSSL-95*, 71 pp., NOAA Environmental Research Laboratories, Norman, Oklahoma.
- Woodman R. F., 1980: High altitude-resolution stratospheric measurements with the Arecibo 2380-MHz radar, *Radio Sci.*, **15**, 423–430.
- Woodman, R. F. and A. Guillen, 1974: Radar observations of winds and turbulence in the stratosphere and mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 493–505.
- Worthington, R. M., R. D. Palmer, and S. Fukao, 1999: Complete maps of the aspect sensitivity of VHF atmospheric radar echoes, *Ann. Geophys.*, **17**, 1116–1119.
- Wurman, J., S. Heckman, and D. Boccipio, 1993: A bistatic multiple-Doppler radar network, *J. Appl. Meteor.*, **32**, 1802–1814.
- Wurman, J., J. Straka, and E. Rasmussen, 1996: Fine scale Doppler radar observation of tornadoes, *Science*, **272**, 1774–1777.
- Yamamoto, M., T. Tsuda, S. Kato, T. Sato, and S. Fukao, 1987: A saturated

- inertia gravity wave in the mesosphere observed by the middle and upper atmosphere radar, *J. Geophys. Res.*, **92**, 11993–11999.
- Yamamoto, M., T. Tsuda, S. Kato, T. Sato, and S. Fukao, 1988: Interpretation of the structure of mesospheric turbulence layers in terms of inertia gravity waves, *Physica Scripta*, **37**, 645–650.
- Yamamoto, M., S. Fukao, R. F. Woodman, T. Ogawa, T. Tsuda, and S. Kato, 1991: Mid-latitude *E*-region field-aligned irregularities observed with the MU radar, *J. Geophys. Res.*, **96**, 15943–15949.
- Yamamoto, M. K., H. Hashiguchi, S. Fukao, Y. Shibano, and K. Imai, 2002: Development of a transportable 3-GHz wind profiler for wind and precipitation studies, *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 273–283.
- Yamamoto, M. K., M. Oyamatsu, T. Horinouchi, H. Hashiguchi, and S. Fukao, 2003: High time resolution determination of the tropical tropopause by the Equatorial Atmosphere Radar, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 2094, doi:10.1029/2003GL018072.
- Yamanaka, M. D., S. Fukao, H. Matsumoto, T. Sato, T. Tsuda, and S. Kato, 1989: Internal gravity wave selection in the upper troposphere and lower stratosphere observed by the MU radar: Preliminary results, *Pure and Appl. Geophys.*, **130**, 481–495.
- Yeh, K. C. and C. H. Liu, 1972: *Theory of Ionospheric Waves*, Academic, New York, 464 pp.
- Yoshizaki, M. and H. Seko, 1994: A retrieval of thermodynamic and microphysical variables by using wind data in simulated multi-cellular convective storms, *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 31–42.
- Zhang F., S. E. Koch, C. A. Davis, and M. L. Kaplan, 2001: Wavelet analysis and the governing dynamics of a large-amplitude mesoscale gravity-wave event along the East Coast of the United States, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 2209–2245.
- Ziemer, R. E., W. H. Tranter, and D. R. Fannin, 1998: *Signals and Systems: Continuous and Discrete, 4th ed.*, Prentice Hall, New Jersey, 622 pp.
- Zrnić, D.S., 1979: Estimation of spectral moments for weather echoes, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, **GE – 17**, 113–128.
- 浅井富雄, 武田喬男, 木村竜治, 1981: 雲や降水を伴う大気, 大気科学講座 2, 東京

- 大学出版会, 249 pp.
- 石原正仁, 2001a: ドップラー気象レーダーの原理と基礎, 気象研究ノート, **200**, 1-38.
- 石原正仁, 2001b: ドップラー気象レーダーの応用, 気象研究ノート, **200**, 39-73.
- 小倉久直, 1978: 物理・工学のための確率過程論, コロナ社, 266 pp.
- 小倉久直, 1998: 確率過程入門, 森北出版, 212 pp.
- 小倉義光, 1999: 一般気象学, 東京大学出版会.
- 加藤進, 福山薫, 若杉耕一郎, 佐藤亨, 深尾昌一郎, 1982: 大型レーダーによる中層大気の観測, 気象研究ノート, **144**, 1-55.
- 加藤美雄, 阿保敏広, 小林健二, 泉川安志, 石原正仁, 2003: 気象庁におけるウィンドプロファイラー観測業務, 天気, **50**, 891-907.
- 菊間信良, 2003: アダプティブアンテナ技術, オーム社, 212 pp.
- 榊原均, 2000: 気象レーダーによる台風の観測と解析, 気象研究ノート, **197**, 77-130.
- 榊原均, 赤枝健治, 鈴木修, 遠藤辰雄, 藤吉康志, 上田博, 真木雅之, 2001: 国内におけるドップラー気象レーダーの利用, 気象研究ノート, **200**, 107-170.
- 武田喬男, 1980: レーダを利用した最近の研究, 気象研究ノート, **139**, 109-144.
- 立平良三, 1967: レーダと予報技術, 気象研究ノート, **90**, 109-137.
- 辻井重男, 鎌田一雄, 1990: デジタル信号処理, デジタル信号処理シリーズ 1, 昭晃堂, 190 pp.
- 津田敏隆, 2001: RASS による大気温度の計測, 超音波 TECHNO, **13**, 18-22.
- 坪木和久, 2001: リトリバル法を用いたドップラーレーダーデータの解析, 気象研究ノート, **200**, 75-106.
- 電子通信学会, 1980: アンテナ工学ハンドブック, 電子情報通信学会
- 浜津享助, 若山俊夫, 渡邊伸一郎, 橋口浩之, 深尾昌一郎, 2000a: 雲霧観測用 Ka バンドドップラーレーダの開発, 電子情報通信学会, **J83 - B**, 554-566.
- 浜津享助, 畑清之, 石原正仁, 橋口浩之, 深尾昌一郎, 2000b: 低層ウィンドシャー検出用ドップラーレーダの開発, 電子情報通信学会, **J83 - B**, 894-909.
- 浜津享助, 石原正仁, 畑清之, 橋口浩之, 深尾昌一郎, 2000c: ドップラーレーダーを用いた低層ウィンドシャー検出アルゴリズムの開発, 電子情報通信学会, **J83 - B**, 1067-1080.
- 藤吉康志, 川島正行, 椿哲弥, 2001: 大きな水平シャー流中に発生した渦状エコーの 3 次元構造, 天気, **48**, 3-4.
- 日野幹雄, 1977: スペクトル解析, 朝倉書店, 300 pp.

前田憲一, 1959: 電波工学, 共立出版, 344 pp.

松野太郎, 島崎達夫, 1981: 成層圏と中間圏の大気, 大気科学講座 3, 東京大学出版会, 279 pp.

三好旦六, 1987: 光・電磁波論, 培風館, 290 pp.

柳沢善治, 石原正仁, 澤井哲治, 1986: ミリ波レーダによる海霧の観測, 天気, **33**, 603-612.

山本賢三, 1966: 真空電子工学, 廣川書店, 249 pp.

吉野文雄, 2002: レーダ水文学, 森北出版, 175 pp.

索引

- AGC (automatic gain control) 306
 AMEDAS (Automated MEteorological Data Acquisition System) 301
 AOA (angle of arrival) 220
 BLR 3, 323, 339
 C-ADESS (Center-ADESS) 300
 CAPPi (constant altitude PPI) 234
 Cassiopeia A 254
 CAT (clear air turbulence) 3
 CCIR (International Radio Consultative Committee) 157
 CDL (coherent Doppler lidar) 6
 CLT (the central limit theorem) 103
 COHO (coherent oscillator) 68
 COPLAN 84, 85, 86
 COST (European COoperation in the field of Scientific and Technical research) 338
 Cygnus A 254
 DBS (Doppler Beam Swing) 185, 187
 DFT (discrete Fourier transform) 118, 288, 289, 293
 DIF (decimation-in-frequency) 288, 430
 DIT (decimation-in-time) 288, 426
 DSD (drop size distribution) 44
 EAR (Equatorial Atmosphere Radar) 332
 FCA (full correlation analysis) 190
 FDI (frequency domain interferometry) 218
 FFT (fast Fourier transform) 118, 288, 293, 425, 426
 FSA (full spectral analysis) 190
 GMT (Greenwich mean time) 356, 415
 GPM (Global Precipitation Measurement) 320
 GTS (Global Telecommunication System) 336
 HS (hail signal) 360
 IDFT (inverse discrete Fourier transform) 120
 IF (intermediate frequency) 68, 272
 In-phase 69
 IS (incoherent scattering) 2
 ITU (International Telecommunication Union) 5, 156, 322
 ITU-R 156
 L-ADESS (Local-ADESS) 300
 LHC (left-hand circular polarization) 13
 lidar (light detection and ranging) 6
 LNA (low noise amplifier) 90
 LTR (lower troposphere radar) 323, 341
 MEM (maximum entropy method) 127, 281
 MLM (maximum likelihood method) 281
 MMIC (monolithic microwave IC) 273
 MOPA (master oscillator and power amplifier) 69, 256
 MPM (millimeter-wavelength propagation model) 156, 157

- MUSIC (multiple signal classification) 223
- NCAR (National Center for Atmospheric Research) 355, 367
- NEXRAD (next generation weather radar; WSR-88D) 152, 307
- NF (noise figure) 92
- NPN (NOAA Profiler Network) 336
- NSSL (National Severe Storms Laboratory) 351
- PBL (planetary boundary layer) 405
- PBS (post beam steering) 220
- POS (positioning, pointing) 234
- PPI (plan position indicator) 234
- PRF (pulse repetition frequency) 70
- PRT (pulse repetition time) 32
- PSS (post statistic steering) 220
- Quadrature-phase 69
- radar (radio detection and ranging) 1
- RASS (radio acoustic sounding system) 204, 205, 331, 338, 407
- RCS (radar cross section) 36
- REDIS (radar echo digitizing and dissemination system) 299
- RF (radio frequency) 68, 272
- RHC (right-hand circular polarization) 13
- RHI (range height indicator) 234
- RI (radar interferometry) 214
- RIM (range imaging) 414
- SA (spaced antenna) 188
- SAD (spaced antenna drift) 190
- SDI (spatial domain interferometry) 214
- SECTOR (sector scanning) 234
- SNR (signal-to-noise ratio) 96
- SPPI (sector scanning of PPI) 234
- SRHI (sector scanning of RHI) 234
- STALO (stabilized local oscillator) 68
- STC (sensitivity time control) 307
- TDWR (terminal Doppler weather radar) 303, 367
- TOGA-COARE (Tropical Ocean Global Atmosphere - Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment) 376
- TPPN (Trans-Pacific Profiler Network) 326
- TRMM (Tropical Rainfall Measurement Mission) 318, 319, 364
- UT (Universal Time) 415
- UTC (Coordinated Universal Time) 356
- VAD (velocity azimuth display) 77
- VVP (velocity volume processing) 72, 73
- WINDAS (WInd profiler Network and Data Acquisition System) 343, 415, 418, 419
- WRC (World Radiocommunication Conference) 322
- WSR-57, 307
- WSR-74, 307
- WSR-88D (NEXRAD) 307, 308, 309
- IS レーダー 2, 323
- アクティブフェーズドアレー 263, 333
- アクティブフェーズドアレーレーダー (active phased array radar) 251, 263, 327
- アスペクト比 409
- アナログ IQ 検波方式 276
- アメダス (AMEDAS; 地域気象観測網) 301
- あられ 360
- アレーアンテナ (array antenna) 243, 244, 245, 247, 248, 249, 250

- アレーファクター (array factor) 244, 245, 246
- アレシボ (Arecibo) レーダー 323
- アンサンブル (ensemble; 集団) 平均 103, 111
- アンダーデンスエコー (under-dense echo) 65
- アンテナ開口径 236, 239
- アンテナ開口能率 (antenna aperture efficiency) 237
- アンテナサイドローブ (antenna side lobe) 94
- アンテナ雑音温度 (antenna temperature) 94
- アンテナ利得 (gain) 237
- アンペール・マクスウェルの法則 (Ampère-Maxwell law) 7
- E 面 12
- 移相器 251
- 位相検波 100, 276
- 位相速度 11
- 1 次エコー (primary echo) 33
- 1 次元スペクトル 56, 59, 61
- 1 次放射器 (primary feed, primary horn) 239
- 一様分布 (uniform distribution) 104
- イメージ受信 (image reception) 274
- インコヒーレント散乱 (IS) レーダー 2
- インコヒーレント積分 183, 280
- インパルス列 (impulse-train) 117
- ウィーナー・ヒンチンの定理 (Wiener-Khinchine's theorem) 109, 421
- ウィンドプロファイラー (Wind Profiler) 336
- 右旋円偏波 (right-hand circular polarization) 13, 164
- 宇宙背景雑音 (cosmic noise) 93, 94
- 運動量フラックス 192, 194, 396, 401
- A/D 変換 (analog-to-digital conversion) 273, 276, 285, 286
- エコー強度 33, 112
- SI 単位系 (Système International d' Unités) 7
- SAD (空間アンテナドリフト) 法 190
- SDI 法 214, 215, 218, 410
- ST レーダー 3, 323
- H 面 12
- エネルギー消散率 (energy dissipation rate) 195, 201
- FSA 法 190, 192
- FM-CW (周波数変調) レーダー 227, 228, 229, 230, 370, 415
- FCA 法 190
- FDI 法 218, 411
- MST レーダー 3, 323, 326
- M* 曲線 (*M* curve) 26
- M* 単位 (*M* unit) 26
- MU レーダー (Middle and Upper atmosphere radar) 324, 326, 327, 328, 329, 331
- エリアジング 182
- 円形アレーアンテナ 250
- 円形開口アンテナ 237
- 鉛直渦拡散係数 (vertical eddy diffusivity) 195, 202, 403
- 鉛直波数スペクトル 398, 400
- 遠方界 (Fraunhofer region, far-field region) 236
- 欧州科学技術研究協力計画 (COST) 338
- オフセットカセグレンアンテナ 241
- 音圧 207
- 温位 (potential temperature) 202, 212
- 温帯低気圧 346, 348
- 温暖前線降雨帯 (warm front rain band) 348
- 音波強度 (acoustic intensity) 207
- 解析体積 73

- 回転 (rotation) 8
 外部電界 40
 外来雑音 93, 94
 改良 MEM 法 128
 ガウスの法則 (Gauss's law) 7, 15
 ガウス分布 (Gaussian distribution) 103, 125, 129
 可換 (commutative) 107
 可逆 (reciprocal) 165
 可逆定理 (reciprocity theorem) 165
 角周波数 10
 確率密度関数 104, 105
 確率密度分布 103, 104
 ガストフロント (gust front; 突風前線) 304
 カセグレンアンテナ (Cassegrain antenna) 241
 下部対流圏レーダー (LTR) 323, 341, 343, 405
 仮温度 (virtual temperature) 206
 簡易 VAD 法 187
 干渉計映像法 (interferometric imaging techniques) 221
 慣性小領域 (inertial subrange) 60, 200
 慣性振動数 52, 396
 完全ガンマ関数 (complete gamma function) 145
 乾燥断熱減率 (dry adiabatic lapse rate) 212
 観測範囲 71
 寒冷渦 (cold vortex) 382, 383, 384
 寒冷前線降雨帯 (cold frontal-narrow rain band) 348

 気温減率 30
 疑似バーカー符号 (pseudo-Barker code) 270
 気象資料自動編集継装置 (C-ADESS) 300
 気象資料伝送網 (L-ADESS) 300
 気象レーダー (meteorological radar, weather radar) 1, 2, 231

 期待値 (expectation, expected value) 103
 キャリア周波数 (carrier frequency) 68, 100, 102, 116
 吸収断面積 (absorption cross section) 46
 球面大気 27
 境界層レーダー (BL レーダー) 3, 323, 339, 405
 協定世界時 (UTC) 356
 共分散 177
 共分散行列 165
 局部発振器 68
 局部発振周波数 (local frequency) 68
 距離分解能 32
 霧 374
 近傍界 (near-field region) 236

 空間アンテナ (SA) 法 188
 空港気象ドップラーレーダー 303, 304, 306, 367
 空電雑音 (atmospheric noise) 93
 屈折 15
 屈折率 (refractive index) 16, 25, 27, 28, 206
 屈折率勾配 (vertical gradient of refractive index) 62, 212, 213
 屈折率の揺らぎ 54, 57, 58, 59, 60
 雲霧観測レーダー 313, 314, 315
 雲の減衰係数 158
 雲物理学のリトリバル (microphysical retrieval) 376
 雲水量 (cloud water content) 148, 149, 150, 175
 クライストロン (klystron) 68, 257
 グランドクラッター (ground clutter) 89, 278, 282, 283
 グリニッジ標準時 (GMT) 356, 415
 グレーティングローブ (grating lobe) 245, 246

 ケイボン映像フィルター 222

- ケイボン法 (Capon based imaging) 222, 223, 224, 225, 411, 413, 414
- 欠偶領域 (truncated range) 270, 272, 437, 441
- ケルビン・ヘルムホルツ不安定 (Kelvin-Helmholtz instability) 370, 395
- 検出能 (detectability) 181, 184
- 減衰係数 156, 157, 159
- 減衰率 155, 158
- 光学領域 (optical region) 37
- 航空機エコー 284
- 高周波 (radio frequency) 68
- 降水雲 390
- 降水強度 (rainfall rate) 149, 151, 152, 160, 174
- 降水の減衰係数 158, 160
- 構成方程式 (material equations) 8
- 高速フーリエ変換 (FFT) 118, 288, 293, 425
- 後方散乱行列 (backscattering matrix) 163
- 後方散乱断面積 (backscattering cross section) 49, 59
- 後面降雨帯 (post frontal rain band) 348
- 国際電気通信連合 (ITU) 5, 156, 322
- 国際無線通信諮問委員会 (CCIR) 157
- CO-CO (coaxial colinear) アレーアンテナ 324, 325
- コヒーレンス (coherence) 219, 222
- コヒーレント積分 (coherent integration) 132, 182, 279
- コヒーレントドップラーライダー (CDL) 6
- コヒーレント発振器 (coherent oscillator) 68
- コヒーレントパルスレーダー (coherent pulse radar) 68, 227
- コヒーレントレーダー 67
- COPLAN 方式 81, 84, 85, 86
- 固有インピーダンス (intrinsic impedance) 11, 20
- 固有角周波数 (intrinsic angular frequency) 397
- コリオリの力 (Coriolis force) 52
- 孤立型標的 (isolated scatterer) 34
- コルモゴロフ (Kolmogoroff) 定数 201
- 混合比 (mixing ratio) 213
- 最小二乗法 (least squares estimates) 75, 154, 187
- 最大エントロピー法 (MEM) 127, 281
- 最大距離 32
- 砕波 395
- 最尤 (ゆう) 法 (MLM) 281
- 左旋円偏波 (left-hand circular polarization) 13, 164
- 雑音温度 (noise temperature) 90, 91, 93, 95
- 雑音指数 (noise figure) 92, 93, 95
- 雑音電力 90, 91, 92, 96, 133
- 三角配列 248
- 3次元エネルギースペクトル 57, 59
- 酸素の減衰係数 156, 157
- サンプリング定理 (sampling theorem) 70, 116, 293
- 散乱層の映像化 411
- 散乱体積 (scattering volume) 35, 43, 53
- 散乱電界 (scattered field) 39
- 散乱電力 40
- 散乱パラメータ 164
- 散乱ベクトル振幅 (far-field vector scattering amplitude) 39
- シークラッター (sea clutter) 233
- GPS (global positioning system) ゾンデ 213, 380, 381
- CP-3 レーダー 367
- 磁界強度 (magnetic field strength) 7
- 時間平均受信電力 184
- 時間平均送信電力 255
- 時間変動ブロードニング 199
- 軸比 (axis ratio) 170, 171, 172

- 自己共分散 (autocovariance) 123, 124, 125, 136, 315
- 自己相関関数 (autocorrelation function) 99, 105, 123
- 事後統計的走査 (PSS) 法 220
- 事後ビーム走査 (PBS) 法 220
- 磁束密度 (magnetic flux density) 7
- シヤー (shear) 129
- シヤー不安定 198
- シヤーブロードニング 197
- ジャイロクライストロン (gyroklystron) 258
- ジャイロトロン (gyrotron) 258
- 周囲温度 92
- 修正 M-P 分布 (modified M-P distribution) 160
- 修正ガンマ分布 (modified gamma distribution) 144, 149
- 修正屈折指数 (refractive modulus) 26
- 修正屈折率 (modified refractive index) 26
- 修正風速成分 (modified wind components) 75
- 周波数エリアジング (frequency aliasing) 70
- 周波数幅 113, 124, 423
- 周波数変調方式 265
- 周波数変調レーダー 227
- 主ローブ (main lobe) 236
- シュワルツの不等式 (Schwarz's inequality) 98
- シングルスーパーヘテロダイン方式 275
- 信号対雑音比 (signal-to-noise ratio) 96
- 水蒸気の減衰係数 156, 157
- 水蒸気量の推定 408
- 垂直偏波 (vertical polarization) 12, 163
- 水滴の減衰係数 158
- 水平相関距離 52, 63
- 水平風速 77
- 水平風の発散 77
- 水平風の変形 77
- 水平偏波 (horizontal polarization) 12, 163
- スウジイ (SOUSY) レーダー 254
- スーパーヘテロダイン方式 (superheterodyne principle) 274
- スカラポテンシャル 17
- スケールハイト (scale height) 30, 395
- スコールライン (squall line) 350, 351, 352, 353
- スネルの法則 (Snell's law) 16, 27
- スパノ (Spano) 符号 270, 272, 435
- スペクトル解析 (spectral analysis) 105, 123, 124, 135, 136
- 正規分布 103
- 整合フィルター (matched filter) 90, 97, 98, 99, 275
- 成層圏 (stratosphere) 23
- 成層圏界面 (stratopause) 24, 25
- 静電磁界 (static field) 20
- 晴天大気乱流 (CAT) 3, 369
- 正方配列 248
- 赤道大気レーダー (EAR) 252, 332, 333, 334
- セクター (SECTOR) 走査 234
- 絶対利得 237
- 全球降水観測 (GPM) 計画 320
- 全球通信システム (GTS) 336
- 前駆寒冷前線降雨帯 (cold frontal-wide rain band) 348
- 線形風速場 72
- 全降水粒子数 148
- 全散乱断面積 (total scattering cross section) 46
- 線状標的 64
- 全断面積 (total cross section) 46, 156, 158
- 相関関数 (correlation function) 105
- 相関係数 (correlation coefficient) 130, 134, 136

- 相関時間 (correlation time) 130
 双極子モーメント (dipole moment) 39
 相互相関関数 (cross-correlation function)
 99, 105
 搜索レーダー (search radar) 33
 送受信モジュール 263, 327, 330, 331, 333,
 334, 335
 層状雲 391, 392
 層状性降雨 (stratiform rain) 151
 送信デューティ比 (duty ratio) 255
 相対屈折率 (relative refractive index) 16
 相対利得 237
 相当温位 383
 相補系列符号 (complementary code) 267,
 269
 側方散乱 (obliquely scatter) 80
 素子アンテナ 243, 244, 245, 246, 247,
 248, 249, 251
 ソフトターゲット (soft target) 34

 大気吸収雑音 93
 大気境界層 (boundary layer) 23, 405
 (大気) 重力波 192, 395, 396, 397
 大気鉛直構造 23, 24
 大気の減衰係数 156
 大気密度 146
 大気レーダー (atmospheric radar) 1, 2,
 231
 耐電力 262
 ダイナミックレンジ 285
 台風 360, 362, 363, 385, 386
 太平洋横断レーダーネットワーク (TPPN)
 326
 対流雲 391
 対流圏 (troposphere) 23
 対流圏界面 (tropopause) 23
 対流不安定 198
 ダウンバースト (downburst) 303, 364,
 365
 楕円偏波 (elliptical polarization) 12
 多次エコー (multiple echo) 33

 畳み込み積分 (convolution integral) 107
 竜巻 356, 357, 358
 多ビーム観測 409
 ダブルスーパーヘテロダイン方式 (double
 superheterodyne principle) 275
 ダブルパルス送信 261
 単位インパルス 117
 暖域降雨帯 (warm sector rain band) 348
 単位距離当たりの全減衰量 156

 遅延ポテンシャル 19
 地球の半径 28
 地形反射信号 (ground clutter) 89, 278
 地衡流調節 404
 地衡流平衡 404
 中間圏 (mesosphere) 24
 中間圏界面 (mesopause) 24
 中間周波数 (intermediate frequency) 68
 中心極限定理 (the central limit theorem)
 103
 中性大気 25
 中層大気 24
 重畳積分 (convolution integral) 107
 直線アレーアンテナ (linear array antenna)
 243, 244, 245, 246
 直線偏波 (linear polarization) 12
 直線偏波抑圧比 (linear depolarization ra-
 tio) 167
 チルボルトン (Chilbolton) レーダー 358

 定圧比熱 212
 DBS 法 410
 T レーダー 323
 低雑音増幅器 (low noise amplifier) 90,
 273
 低層ウインドシヤー (low level wind shear)
 365
 テイラー展開 (Taylor series expansion)
 124, 126, 133
 テープリッツ (Toeplitz) 行列式 128
 適応型フィルターバンク法 223

- デジタル IQ 検波方式 276
 デジタル位相参照方式 260
 デュアルドップラー (dual-Doppler) 法 81
 デルタ関数 (Delta function) 117
 電界強度 (electric field strength) 7
 電束密度 (electric flux density) 7
 天頂角依存性 (aspect sensitivity) 63
 電波経路 29
 電波充滿の度合い 54
 電波長 (radioelectric size) 37, 48
 伝搬位相変化率 (specific differential phase)
 168
 伝搬定数 (propagation constant) 10
 電離大気 25
 電流密度 (electric current density) 7
 電力半値幅 237
- 等価雑音温度 91, 92, 95
 同期位相検波 100
 同期位相検波器 (synchronous detector)
 100
 同次ベクトル波動方程式 (homogeneous
 vector wave equation) 10
 透磁率 (permeability) 8
 導電率 (electric conductivity) 8
 動粘性係数 201
 等方性 9
 等方性散乱 63
 独立サンプル時間 (independent sample
 time) 130
 独立したサンプル数 131, 134
 独立走査方式 81, 82
 ドップラー角周波数 (Doppler angular fre-
 quency) 67
 ドップラー周波数 (Doppler frequency)
 68, 230
 ドップラー速度 (Doppler velocity) 67
 (ドップラー) 速度幅 (Doppler velocity spec-
 trum width) 124, 134
 ドップラービーム走査 (DBS) 法 185, 186,
 410, 411
- ドップラーレーダー (Doppler radar) 67
 トルネード (tornado) 356
- ナイキスト周波数 (Nyquist frequency)
 118, 123
 ナイキスト数 (Nyquist number) 70
 ナイキスト速度 (Nyquist velocity) 70, 71,
 124, 261
 ナイキスト幅 70, 134, 136, 137, 138
- 2 次エコー (secondary echo) 33, 281
 2 次曲面 (Q-surface) 416
 2 次元音波レイトレーシング (ray-tracing
 of acoustic wave fronts) 211
 二重偏波 161
 二重偏波レーダー 162, 167, 170
- 熱圏 (thermosphere) 24
 熱帯降雨観測 (TRMM) 衛星 318
 熱力学的リトリバー (thermodynamic
 retrieval) 376
 粘性小領域 (viscous subrange) 200
- ノンコヒーレントパルスレーダー (nonco-
 herent pulse radar) 228, 298, 299
- バーカー符号 (Barker code) 267, 270
 パーセバルの定理 (Parseval's theorem)
 106
 ハードターゲット (hard target) 34
 バイスタティックレーダー (bistatic radar)
 79
 バイポーラ受信機 100
 白色雑音 (white noise) 90
 波数 (wave number) 10
 バタフライ演算 289
 発散 (divergence) 8, 72, 77
 波動インピーダンス (wave impedance)
 11
 ハニング窓 290
 ハミング窓 291
 パラボラアンテナ 239, 240, 241

- ハリケーン 362
- パルス圧縮 (pulse compression) 228, 264, 265, 266, 270
- パルス繰り返し時間 (pulse repetition time) 32, 69
- パルス繰り返し周波数 (pulse repetition frequency) 70
- パルスチェイス方式 80
- パルスレーダー 31, 227, 231
- パワースペクトル (power spectral density) 90, 111
- 反射 15
- 反射鏡 (reflector) 239
- 反射係数 62
- バンド幅 90, 96

- BL レーダー (BLR) 3, 323, 339
- ビート周波数 (beat frequency) 228
- ビーム幅 (beam width) 233, 237
- ビームブロードニング 196
- ヒカマルカ (Jicamarca) レーダー 323
- 非欠偶領域 (untruncated range) 270, 272, 441
- 微小ダイポール 19, 20, 21, 22
- 非弾性系の連続の式 83, 86
- 非等方性散乱 63
- 比誘電率 171
- ひょう (hail storm) 359
- 標準気象レーダー 297, 298, 299
- 標準大気 (CIRA 1986) 401
- 氷晶雲 371
- 品質管理 416

- ファラデーの法則 (Faraday law) 7
- フィッティング 125, 126
- フィッティング法 138
- フーリエ映像フィルター 221
- フーリエ逆変換 (inverse Fourier transform) 98, 106
- フーリエ変換 (Fourier transform) 106

- フーリエ法 (Fourier based imaging) 221, 411, 414
- フェーズドアレーアンテナ (phased array antenna) 243, 251
- 復号 436, 437, 438
- 複素屈折率 (complex index of refraction) 47
- 複素透磁率 47
- 複素ポインティングベクトル (complex Poynting vector) 21
- 複素誘電率 47, 49
- 符号サイドローブ (code sidelobe) 266
- 符号変調方式 266
- ブライトバンド (bright band) 346, 352, 390
- ブラッグ散乱 (Bragg scattering) 51
- ブラッグ条件 (Bragg condition) 208
- フラックス・リチャードソン数 (flux Richardson number) 202
- ブラッグ波数 201
- ブラックマン窓 291
- ブラント・バイサラ振動数 52, 198, 212, 396, 400, 402
- 浮力小領域 (buoyancy subrange) 200
- 浮力 (buoyancy) スケール 200
- フレネル散乱 (Fresnel scatter) 53
- フレネル反射 (Fresnel reflection) 52, 66
- フレネル領域 (Fresnel region) 236
- ブロードサイド方向 (broadside direction) 244
- 分散関係式 (dispersion equation) 396
- 分反射 (partial reflection) 51, 52, 62, 141, 204
- 分反射係数 204
- 分反射性散乱 53
- 分反射の反射係数 62

- 平均軸比 (mass-weighted mean axis ratio) 173
- 平均ドップラー周波数 112, 114, 123, 124, 422

- 平均ドップラー速度 113, 123, 124
 平均ドップラー速度の分散 136
 平均ペリオドグラム 111
 米国標準大気 (US standard atmosphere, 1962) 27, 29
 平面アレーアンテナ 247
 平面波 (plane wave) 10
 ベクトル波動方程式 (vector wave equation) 9
 ベクトルポテンシャル 17
 ペリオドグラム (periodogram) 110, 111, 121, 123
 ヘルムホルツ方程式 (Helmholtz equations) 10
 変形 72, 77
 偏波 (polarization) 11
 偏波間位相差 (differential phase) 168
 偏波間相関係数 (correlation coefficient at zero lag) 167
 偏波パラメータ 165, 170
 偏波面 (plane of polarization) 11
 扁平率 171
- 方形導波管の耐電力 262
 方形窓 290
 放射 17
 放射抵抗 (radiation resistance) 21
 放射電磁界 (radiation field) 19, 21
 放射パターン (antenna radiation pattern) 243, 244, 245
 包絡線検波 100
 ボーカーフラット (Poker Flat) レーダー 325
 ホドグラフ (hodograph) 解析 397
 ボルツマン定数 (Boltzmann's constant) 90
- Marshall-Palmer (M-P) 分布 145
 マイクロバースト (microburst) 304, 365, 366, 367
- マクスウェルの方程式 (Maxwell's equations) 7
 マグネトロン (magnetron) 259
 マクローリン (Maclaurin) 展開 424
 窓関数 290, 291
 マルチパラメータ (multi-parameter) レーダー 311, 316
- ミー係数 (Mie coefficient) 47, 48
 ミー公式 (Mie formulas) 46, 47
 ミー散乱 (Mie scattering) 2
 ミー領域 (Mie region) 37
 ミュージック (MUSIC) 法 223
- 無変調レーダー 227
- メソ α スケール低気圧 387, 388, 389
 メソ γ スケール対流雲 387, 388
 メソ数値予報モデル (MSM) 415
 メソスケールの対流システム 346
 メソ β スケール対流雲 387
- モーメント法 138
 モノスタティックレーダー (monostatic radar) 78, 165
- 融解層 345, 346, 390, 391, 392
 有限散乱体積効果 139
 有効開口面積 22, 35, 53, 237
 誘電定数 (dielectric constant) 44, 47
 誘電分極 (dielectric polarization) 39
 誘電率 (permittivity) 8
 誘電率の揺らぎの空間スペクトル密度 58, 59
 誘導電磁界 (induction field) 20
 雪雲 (snow band) 373
- 雷雲 355
 ライダー (lidar) 6
 ラグランジェ (Lagrange) の未定係数法 223
 ラジオゾンデ 379

- RASS 観測 407
 RASS 法のレーダー方程式 208, 431
 落下速度 82, 145, 146
 乱層雲 (nimbostratus) 372
 乱渦 181
 乱流 402
 乱流構造定数 (structure constant for the refractive index) 60, 202

 離散自己相関関数 (discrete autocorrelation function) 120
 離散パワースペクトル (discrete power spectrum) 121
 離散フーリエ逆変換 (IDFT) 120, 288
 離散フーリエ変換 (DFT) 118, 119, 288, 425
 離散分布型標的 (discretely distributed scatterers) 34, 42, 54
 リチャードソン数 (Richardson number) 198, 395
 利得 (gain) 22
 リトリバーブル (retrieval) 法 376, 377
 粒径分布 (drop size distribution) 44, 143, 144, 145, 149, 393
 粒径分布の高次モーメント 145, 147, 150
 粒径分布の中央値 (median volume diameter) 148
 粒径分布の中心値 (mass weighted drop diameter) 148
 流星飛跡 (meteor trail) 64, 65
 流星レーダー (meteor radar) 66
 量子化雑音 286
 臨界層 397, 399

 レイノルズ数 (Reynolds number) 201
 Rayleigh-Gunn の理論 171
 レイリー近似 (Rayleigh approximation) 44, 46, 49
 レイリー散乱 (Rayleigh scattering) 2
 レイリー分布 (Rayleigh distribution) 104
 レイリー領域 (Rayleigh region) 37

 レーウィンゾンデ (rawinsonde) 379
 レーダーアメダス解析雨量 302
 レーダー雨量計 302
 レーダー映像法 (radar imaging techniques) 221, 411
 レーダーエコーデジタル化装置 (REDIS) 299, 300, 301
 レーダー干渉計 (radar interferometry) 法 214
 レーダー断面積 (radar cross section) 36, 45
 レーダーの周波数帯 5
 レーダー反射因子 (radar reflectivity factor) 44, 45, 133, 146, 151, 152
 レーダー反射因子差 (differential reflectivity) 166, 177
 レーダー反射率 (radar reflectivity) 42, 45, 59, 61
 レーダービーム幅内到来角 220
 レーダー方程式 (radar equation) 36, 44, 51, 54, 62, 185
 レドーム (radome) 242
 レンジサイドローブ (range sidelobe) 270
 連続分布型標的 (continuously distributed scatterers) 34

 ローター (rotor) 388

 惑星境界層 (planetary boundary layer) 405
 渡り鳥 284
 渡り鳥エコー 285

著者略歴

ふか お しょういちろう
深尾 昌 一郎

- 1967年 京都大学工学部電子工学科卒業
- 1969年 同大学院工学研究科電子工学専攻修士課程修了
同工学部電気工学第2学科助手
- 1988年 同超高層電波研究センター（現生存圏研究所）教授となり現在に至る
京都大学工学博士
専門 レーダー大気物理学

はまづ きょうすけ
浜津 享助

- 1973年 三重大学工学部電気工学科卒業
三菱電機株式会社入社. 通信機製作所勤務
- 2002年 京都大学大学院情報学研究科通信情報システム専攻博士後期課程修了
- 現在 三菱電機株式会社電子システム事業本部プロジェクトマネージャ
京都大学博士（情報学）
専門 レーダー工学

気象と大気のレーダーリモートセンシング © Fukao, S., Hamadu, K.

2005 (平成 17) 年 3 月 30 日 初版第一刷発行

著 者 深 尾 昌一郎

浜 津 享 助

発行人 阪 上 孝

発行所

京都大学学術出版会

京都市左京区吉田河原町 15-9

京大会館内 (〒606-8305)

電話 (075) 761-6182

FAX (075) 761-6190

Home Page <http://www.kyoto-up.gr.jp>

振替 01000-8-64677

ISBN 4-87698-653-3

Printed in Japan

印刷・製本 鶴クイックス東京

定価はカバーに表示してあります