

模擬降水粒子によるミリ波後方強調散乱

計算機シミュレーションと室内モデル実験の比較

小口 知宏¹ 井原 俊夫²

¹関東学院大学工学総合研究所

²関東学院大学工学部電気電子情報工学科

1. はじめに

衛星搭載降雨レーダではマイクロ波だけでなく、ミリ波帯のレーダも併用して雨量測定精度向上をはかる計画がある[1]。ミリ波の様な高い周波数になると雨滴間の多重散乱が無視出来なくなり、さらに送受信アンテナがほぼ同一位置にあるレーダでは後方強調散乱と云われる現象が起こる可能性がある[2,3]。多重散乱とその強調が起こっている場合に通常の1回散乱に基づく雨量推定アルゴリズムを用いると推定雨量に誤差を生ずる事になる。後方強調散乱については光、物性、電波など多くの分野で扱われているが、ランダム粒子群による電磁波の強調の理論的扱いでは平面波入射について2次の近似理論が良く用いられている[4,5]。しかし、実際のレーダ波は球面波であり有限のビーム幅を持つため、最近有限ビーム幅を持つ場合に理論が拡張され、フットプリントのサイズと散乱の平均自由行程の大小による強調の起こり方の違い等について興味ある解析結果が得られている[6]。他方、計算機シミュレーションではモンテカルロ法が良く用いられている。この方法は、例えば、スラブ領域にあるレーレー散乱体群による光の強調散乱[7]、或いはランダム表面からの強調散乱[8]などで用いられている。

筆者等はランダム粒子群による多重散乱の性質をより良く知るために、30 GHz の散乱計を用い管理された環境下で模擬降水粒子を用いた室内モデル実験を行ってきたが[9]、鏡像法を用いた測定によりたしかに強調がおこることが確認された[10,11]。平行して実験モデルに対応する計算機シミュレーションも計画され、計算方法、初期の計算結果、問題点などについてすでに報告した[12]。シミュレーションのモデルは実験に用いた散乱環境を出来るだけ忠実に再現するようにしている。散乱体積中には非常に多くの散乱体が埋め込まれているがその数は有限であるので、散乱体積中に n 個の散乱体からなる n 次散乱チャンネルを作り、これからの多重散乱波すべてを考慮するという非常に単純で直接的な方法を用いた。球面波と送受信アンテナの有限のビーム幅を考慮している。

本報告の目的は二つあり、一つはシミュレーションの結果が実験結果と合うかどうか、二番目は散乱過程について詳細な知見を得ることである。

2. モデルと定式化

今、送信波が散乱体 1 から n まで、 n 回の散乱を繰り返して受信アンテナで受信される場合を考えると、図1の破線で示すような同一の経路上を散乱体 n から 1 まで逆回りてたどる波が存在する(時間反転経路)。もし送受信アンテナが同一地点にあるとこれら二つの波は同相で加算されるので強め合う(強調散乱)。3回散乱では3の散乱体が1の散乱体そのものになる場合があり、この

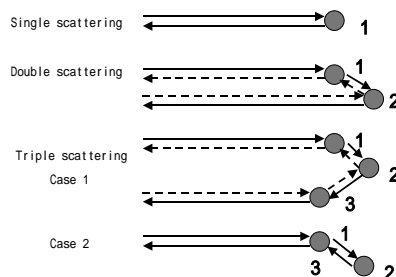


図 1 散乱過程の模式図

ときは上のような二つの経路は存在しない(図1の Case 2)。4回散乱以上になると散乱経路の構造はもっと複雑になる。なお、通常のレーダ方程式で解析の対象となるのは、1回散乱のみである。図2に散乱体積と送受信アンテナの配置、以下の式で用いている記号を示す。送信アンテナ(t)は(X, Y, Z)座標の原点にあり、そのビームセンターは Z 軸の正方向を常に向いている。受信アンテナ(r)は $Z=0$ 平面上 X 軸に沿って自由に動くことが出来る。ただし、そのビームセンターは常に散乱体積の中心を向いているとする。

散乱体積は二つのポリフォームブロックから成り、それぞれ868個の球形散乱体を埋め込んである。従って散乱体の総数は1736個である。以下に示すシミュレーションに用いた式は前回の報告[12]のものと同じであるが、統一的に話を進めるために再

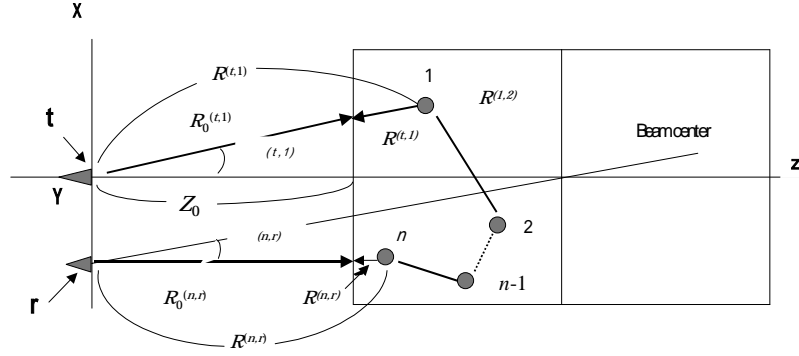


図2 シミュレーションに用いた散乱系の配置と記号

度示す。

図1に示した波の干渉を式で表すと以下のようになる。水平及び垂直偏波の電界を E_h 及び E_v とし、この二つを纏めて2次元ベクトル

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_h \\ E_v \end{bmatrix}. \quad (1)$$

で表す。次にコヒーレンシー・マトリクスを縦並びにした4次元ベクトルを \mathbf{D} で表すと、 \mathbf{D} は

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} \otimes \mathbf{E}^* \quad (2)$$

と書ける。記号 \otimes はクロネッカー積である。経路1 n 、及び $n-1$ の散乱を繰り返した後の電界を $\mathbf{E}^{(1,n)}$ 、 $\mathbf{E}^{(n,1)}$ と書くと、 \mathbf{D} は

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= (\mathbf{E}^{(1,n)} + \mathbf{E}^{(n,1)}) \otimes (\mathbf{E}^{(1,n)*} + \mathbf{E}^{(n,1)*}) \\ &= (\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(1,n)*} + \mathbf{E}^{(n,1)} \otimes \mathbf{E}^{(n,1)*}) \\ &\quad + (\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(n,1)*} + \mathbf{E}^{(n,1)} \otimes \mathbf{E}^{(1,n)*}) \end{aligned} \quad (3)$$

と書ける。(3)式二番目の表式での上下の括弧が、ダイヤグラム表示における ladder term, cyclical term に相当する。

送信アンテナ出力ポートにおける等価的な電界(単位振幅)を \mathbf{E}^0 とすれば、 \mathbf{E}^0 と $\mathbf{E}^{(1,n)}$ 、 $\mathbf{E}^{(n,1)}$ の関係は

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(1,n)} &= T(t,1:n,r) \mathbf{S}^{(1,n)} \mathbf{E}^0 \\ \mathbf{E}^{(n,1)} &= T(t,n:1,r) \mathbf{S}^{(n,1)} \mathbf{E}^0 \end{aligned} \quad (4)$$

の様に書ける。ここで

$$\begin{aligned} T(t,1:n,r) &= C \left\{ \frac{\exp[-ik(R_0^{(t,1)} + R_0^{(n,r)})]}{R^{(t,1)} R^{(n,r)}} \right\} \\ &\quad \exp[-ik_e(\Delta R^{(t,1)} + \Delta R^{(n,r)})] \\ &\quad \prod_{i=1}^{n-1} \left\{ \frac{\exp(-ik_e \Delta R^{(i,i+1)})}{\Delta R^{(i,i+1)}} \right\} F_e^{(t,1)} F_e^{(n,r)} \end{aligned} \quad (5)$$

は散乱マトリクス以外の因子を纏めて書いた物である。 $T(t,n:1,r)$ は(5)式で $1 \ n, n-1$ と置き換えれば良い。 k は自由空間の伝搬定数、 k_e は散乱体積内の等価的な伝搬定数、また、 C は

$$C = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{2\eta P_t G_{t0} G_{r0}} \quad (6)$$

で与えられる因子であり、 λ は波長、 η は自由空間の特性インピーダンス、 P_t は送信電力、 G_{t0} 及び G_{r0} は送信及び受信アンテナのビームセンター方向の利得である。また、

$$F_e^{(i,j)} = \exp \left[-2 \left(\frac{\theta^{(i,j)}}{\theta_b} \right)^2 \log_e 2 \right] \quad (7)$$

は半値幅 θ_b のアンテナがビームセンターから (i,j) だけ離れた方向を見たときの電界指向性である。散乱体とアンテナの位置ベクトルから(5)式中の長さや角度のパラメータは容易に計算出来る。 $n=1$ の場合は

$$\prod_{i=1}^{n-1} \{\dots\} = 1. \quad (8)$$

と置く。(4)式の $S^{(1,n)}$ 及び $S^{(n,1)}$ は

$$\begin{aligned} S^{(1,n)} &= S^{(n)} S^{(n-1)} \dots S^{(2)} S^{(1)} \\ S^{(n,1)} &= \bar{S}^{(1)} \bar{S}^{(2)} \dots \bar{S}^{(n-1)} \bar{S}^{(n)} \end{aligned} \quad (9)$$

であり、行きと帰りの経路について n 個の散乱マトリクスを全て掛け合わせた物である。上付きのバーは帰りの(時間反転)経路であることを表す。

一方、散乱マトリクスについては、何回かの散乱を繰り返しても、時間反転経路と元の経路に対する散乱マトリクスの間には

$$S^{(n,1)} = Q S^{(1,n)T} Q \quad (10)$$

の様な reciprocity の関係が成り立つ[13]。ここで Q は

$$Q = \text{diag}(-1, 1) \quad (11)$$

で与えられる対角マトリクスである。本報告では常に波の進行方向を基準にとる座標表示(FSA 表示)を用いる。これらの関係を(3)式に適用すると

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= [T(t,1:n,r)T(t,1:n,r)^* S^{(1,n)} \otimes S^{(1,n)*} \\ &\quad + T(t,n:1,r)T(t,n:1,r)^* Q S^{(1,n)T} Q \otimes Q S^{(1,n)T*} Q] (\mathbf{E}^0 \otimes \mathbf{E}^{0*}) \\ &\quad + [T(t,1:n,r)T(t,n:1,r)^* S^{(1,n)} \otimes Q S^{(1,n)T*} Q \\ &\quad + T(t,n:1,r)T(t,1:n,r)^* Q S^{(1,n)T} Q \otimes S^{(1,n)*}] (\mathbf{E}^0 \otimes \mathbf{E}^{0*}) \end{aligned} \quad (12)$$

と書ける。(3)式中の項 $\mathbf{E}^{(n,1)} \otimes \mathbf{E}^{(n,1)*}$, $\mathbf{E}^{(n,1)} \otimes \mathbf{E}^{(1,n)*}$, 即ち,(12)式の上下の括弧中, 2番目の項は実際には計算しない。それはすべての散乱経路の組み合わせについて計算する場合, $1 \leq n, n-1$ となった場合に自動的に評価されているからである。ここでの番号付け $1, 2, \dots, n$ は散乱体に固定された番号ではなく, 単に1回目, 2回目, \dots, n 回目に散乱したことを表す物であることに注意されたい。

送受信アンテナが重なった場合を除いては, アンテナに対面する散乱体 1 と n の散乱マトリクスは, 送信アンテナを見る場合と受信アンテナを見る場合とで散乱角が異なるので正確には reciprocity の関係を満たしてはいない。しかし, 送受アンテナのずれが極めて小さい場合を考えているので常に reciprocity 関係は満たされると仮定する。

3. 計算手順とシミュレーションの方法

シミュレーションの計算に用いた主要なパラメータを表1に示す。これらは散乱実験の際のパラメータと同じである[10,11]。散乱経路に入っている一連の球状散乱体の散乱マトリクスを求めるためには, 個々の散乱体への入射波と散乱波の方向を知る必要がある。そのために個々の散乱体の中心に原点を持ち, z' 軸が常に上に向いた(即ち, 図2の Y 軸の方向)局所的な座標 (x', y', z') を導入する。 x' 軸は入射波の進行方向ベクトルが $x'z'$ 平面に乗る様に個々の散乱体について定める。座標 (x', y', z') を基準とした球座標系を用いて, 入射角と散乱角は, 考えている散乱体の前と後ろの散乱体の位置ベクトルから容易に求めることが出来る。この様にして, 散乱経路上の各散乱体について入射角, 散乱角を次々に定めることが出来る。また, 球状散乱体では入射波と散乱波の作る散乱平面上で定義された散乱マトリクスを上座標系での散乱マトリクスに変換することは容易である[14]。したがって, 散乱マトリクスは前もって球の散乱平面上で非常に細かい角度間隔で計算し, ファイルに保存して置いた物を後の計算で用いる。

次に, 乱数を発生させ, 散乱体の3次元的にランダムな位置 $x(i), y(i), z(i)$ を i が1から1736まで, 1736個について与える。隣接する散乱体の中心間の間隔は6波長以上になるようにした。それはこの程度離れていれば遠方界近似が十分成り立つ為である。例えば2回散乱の場合について計算手順を述べると, 二つの整数 i, j の組み合わせを $i=j$ の場合を除き1から1736まで全て取る。これら二つの数の組み合わせについて, 異なった散乱体の位置 $x(i), y(i), z(i); x(j), y(j), z(j)$ が定められる。これら全ての散乱体の組み合わせについて散乱マトリクスデータを参照し, 2回散乱を(12)式から $n=2$ として計算, これを全ての組み合わせにつ

いて加算する。ついで新しい乱数を発生，異なった散乱体配置について上の計算を再度行う。この事を32回行い，平均を取った物が2回散乱の値となる。32回は実験で可能な配置替えの数である[9]。(3)式の \mathbf{D} を用いると求めるべき平均値 A_p は

表1 シミュレーション計算のためのパラメータ

Frequency	30 GHz
Size of the scattering volume	0.9 m × 0.9 m × 0.9 m
Scatterers	
Size in radius	12.5 mm
Number	1736 (868 × 2)
Distance from the transmitter to the front face of scattering volume	3.15 m
Transmitting and receiving antennas	
Beamwidth	10°
Gain	25 dBi
Transmitting power	0 dBm
Scattering angles adopted in the calculation	0° (exact backscattering), 0.2°, 0.4°, 0.6°, 0.8°, 1.0°, 2.0°, 3.0°

$$A_p = \frac{1}{32} \left(\sum_{i=1}^{32n_p} \mathbf{D}_i \right) \quad (13)$$

と書ける。ここで n_p は散乱経路の総数である。

散乱の次数が増えるにつれ，散乱経路の総数は飛躍的に増加する。このことは計算時間に直接影響し，散乱体数1736個の場合，3回散乱以上では計算機の能力を超えてしまう(Pentium 4, clock 2 GHzのPCの場合)。そこでこのような場合には散乱経路のサンプリングを行った。散乱の次数が増えるほどその寄与は小さくなるであろうから，サンプリングを行った影響は全体としての正確さにはあまり影響しないと思われる。また，この事と共に同じ散乱体がある散乱経路に2回以上入る割合も小さいので，4回散乱以上ではこの様な特殊な経路の影響も無視した。しかし，3回散乱では特殊な経路の影響も含め，全経路とサンプリングした経路の双方について計算を行った。表2に散乱次数ごとの全経路の数，特殊な散乱経路の数，その比，サンプリングした経路の数を示す。

表2 散乱経路の総数，一つの散乱体が散乱経路に一回以上入る特殊な経路の数，それらの比，サンプルした経路の数

Order of scattering	Total number of scattering path (upper seven figures)	Number of specific path (upper seven figures)	Ratio of the specific to total path	Number of sampled path (upper seven figures)
1	1736	0	0	-
2	3011960	0	0	-
3	5.225750 × 10 ⁹	3011960	5.763 × 10 ⁻⁴	1.007748 × 10 ⁷
4	9.066677 × 10 ¹²	1.567122 × 10 ¹⁰	1.728 × 10 ⁻³	8.185320 × 10 ⁶
5	1.573068 × 10 ¹⁶	5.434259 × 10 ¹³	3.454 × 10 ⁻³	1.179360 × 10 ⁷
6	2.729273 × 10 ¹⁹	1.569897 × 10 ¹⁷	5.752 × 10 ⁻³	1.953504 × 10 ⁷
7	4.735290 × 10 ²²	4.080560 × 10 ²⁰	8.617 × 10 ⁻³	1.729728 × 10 ⁷

サンプリングによる計算の正確さは以下のようにして見積もることが出来るであろう。 n 回散乱について \mathbf{D} の任意の要素を x_i と書くとし，その全散乱経路(母集団)及びサンプル経路についての平均 \bar{x}_p ， \bar{x}_s は32回の平均操作を行った後で，それぞれ

$$\bar{x}_p = \frac{1}{n_p} \left(\sum_{i=1}^{32n_p} x_i / 32 \right) = \frac{A_p}{n_p} \quad (14)$$

$$\bar{x}_s = \frac{1}{n_s} \left(\sum_{i=1}^{32n_s} x_i / 32 \right) = \frac{A_s}{n_s} \quad (15)$$

と書ける。ここで， n_s は乱数発生一回ごとのサンプル経路数である。全経路に対する平均 \bar{x}_p は，ある信頼水準のもとに，サンプル平均 \bar{x}_s を中心として以下の信頼区間にあるであろう。

$$\bar{x}_s - \frac{t(\infty)s'}{\sqrt{32n_s}} \leq \bar{x}_p \leq \bar{x}_s + \frac{t(\infty)s'}{\sqrt{32n_s}} \quad (16)$$

ここで $t(\infty)$ は、非常に大きいサンプル数と或る信頼水準に対する、Student の t 分布から与えられる t 値であり、 s' はサンプルの標準偏差である。従って、求めるべき値 A_p の信頼区間は上式を n_p 倍して

$$\left(\frac{n_p}{n_s}\right)A_s - \frac{t(\infty)n_p s'}{\sqrt{32n_s}} \leq A_p \leq \left(\frac{n_p}{n_s}\right)A_s + \frac{t(\infty)n_p s'}{\sqrt{32n_s}}. \quad (17)$$

で与えられる。一例として、ladder term の信頼区間を同一偏波と交差偏波、散乱角 0° で、散乱次数ごとに計算した結果を表3に示す。入射波は垂直偏波である。表3では A_p の信頼区間を推定値 $(n_p/n_s)A_s$ で正規化した値で示している。3回散乱の場合には、全経路とサンプルした経路の双方について計算した結果を比較した。同一偏波と交差偏波、ladder term と cyclical term の四つの組み合わせについて結果を比較したところ、ladder term の交差偏波値を除いて全経路に対する値は表3の信頼区間に入っていた。(交差偏波の値は-4.2%だけ区間からずれていた)。以下、推定値 $(n_p/n_s)A_s$ を有効な近似値として用いることにする。

表3 Ladder term についてのサンプル結果の信頼水準と信頼区間。
信頼区間は推定値で正規化。入射波は垂直偏波。散乱角は 0° 。

Order of scattering	Confidence level (%)	Confidence interval (%)	
		Co-polarization	Cross polarization
3	99.9	± 4.76	± 2.63
4	99.9	± 11.0	± 6.90
5	90.0	± 12.3	± 14.5
6	90.0	± 15.7	± 6.59
7	80.0	± 29.4	± 20.8

これまでの手順を、高次の散乱について十分収束したと思われるまで繰り返し行う。散乱の次数が異なるもの同士は独立と考えられるから、各散乱次数についての結果を加算したものを最終的な受信電力としている。また、 $\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(1,n)*}$ 、 $\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(n,1)*}$ の様な異なった散乱経路間の積も無視している。以上の計算を必要な散乱角、及び垂直・水平偏波の入射波について行った。

4. シミュレーション結果

1回及び2回散乱の場合に、散乱角と受信電力の関係を同一偏波と交差偏波について計算した結果を図3に示す。入射波は垂直偏波(電界ベクトルは Y 軸の方向)である。1回散乱の交差偏波については、完全後方では存在せず、また、 3° 程度の角度範囲では極めて小さいので図には示さなかった。曲線は 0° の周りに対称であるはずだから、計算は正の角度範囲のみを行い、負の角度範囲は正の範囲の結果を流用した。図3の記号、 l, c はそれぞれ ladder term, cyclical terms を表す。

完全後方での1回散乱の受信電力 P_r は

$$P_r = \frac{1}{2\eta} C^2(\mathbf{A}_p)_4 \quad (18)$$

で与えられる。ここで、 $(\mathbf{A}_p)_4$ は1回散乱に対する A_p の同一偏波成分である。計算された A_p の値を(18)式に用いると受信電力は -60.6 dBm となる。一方、通常のレーダ方程式から得られる値は -60.5 dBm であり、シミュレーション値とほぼ完全に一致する。2回散乱では散乱角 0° の周りで確かに強調が起こっていることが認められる。強調は交差偏波の曲線より顕著に見える。送受アンテナの指向性が同じであれば、散乱角 0° では、同一偏波、交差偏波共に ladder term と cyclical term の値は同じになる。図4には3回散乱の場合、全経路とサンプルした経路について計算した結果を示す。この図から、散乱経路のサンプリングは結果にそれほど大きく影響しないことが分かる。同一偏波チャンネルでは、散乱角 0° における cyclical term の計算値は ladder term の値に比べわずかに小さい。この事は、図1に示すように一つの散乱体が散乱経路に二回入り、cyclical term は存在しないと見なされる為である。或る散乱体が散乱経路に1回以上入ることを無視し、送受信アンテナが同一の指向性を持つと仮定すると、散乱次数に無関係に、散乱角 0° では同一偏波の cyclical term は ladder term と同じ値を持つ。この事は(3)式中の $\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(1,n)*}$ の同一偏波成分が $\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(n,1)*}$ の同一偏波成分と同じ形を持つ事による。交差偏波の cyclical term と ladder term が同じ値を持つためには、 $\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(1,n)*}$ と $\mathbf{E}^{(1,n)} \otimes \mathbf{E}^{(n,1)*}$ の交差偏波成分の式から、 $S^{(1,n)}$ の非対角要素が同じ大きさで逆符号を持つ必要のあるこ

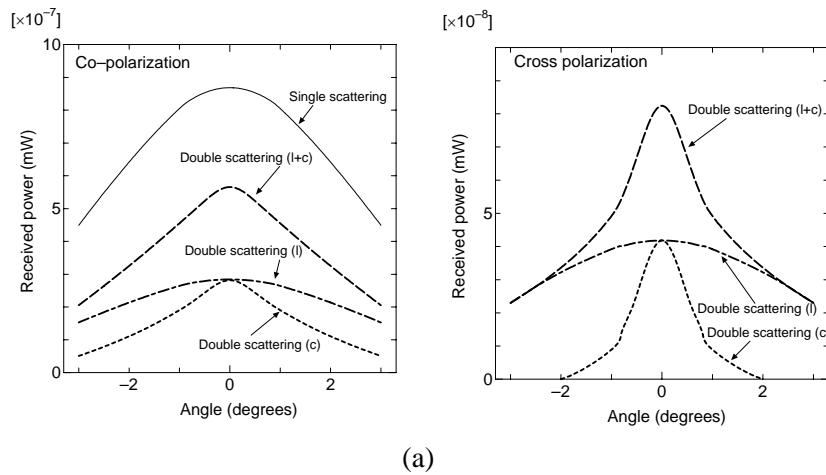


図3 1回及び2回散乱の受信電力と散乱角との関係．入射波の偏波は垂直偏波．記号 l , c , $l + c$ はそれぞれ ladder term, cyclical term, 及びこれらの和を表す．(a) 同一偏波, (b) 交差偏波．

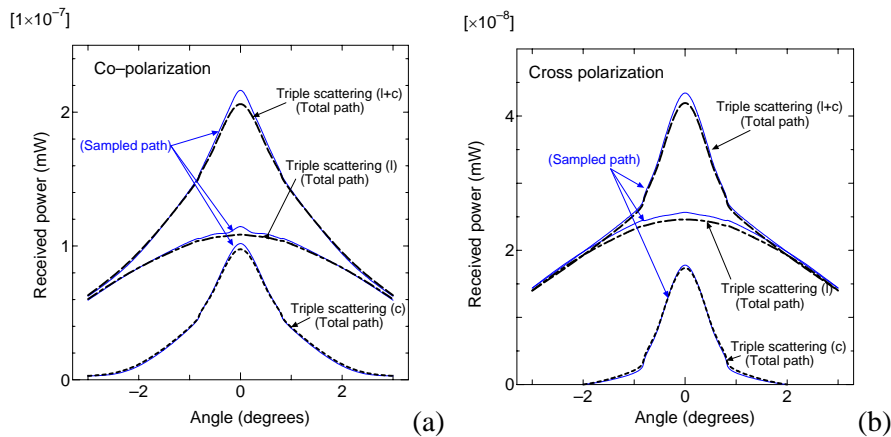


図4 3回散乱の受信電力と散乱角との関係．計算は全経路とサンプリングした経路の双方で行っている．入射波の偏波は垂直偏波．記号 l , c , $l + c$ はそれぞれ ladder term, cyclical term, 及びこれらの和を表す．(a) 同一偏波, (b) 交差偏波．

とが分かる．球体の2回散乱がこの性質をもつことは容易に示す事ができる．しかし, 3回或いはそれ以上の高次の散乱にはこの性質は無い[7]．ここには示さなかったが, 7回散乱までの計算結果から同一偏波の強調曲線は散乱次数が増えるにつれ, より鋭くなる事が分かる[7]．

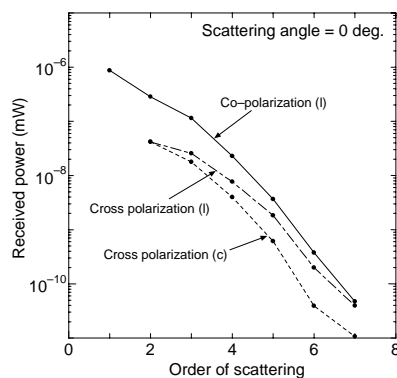


図5 同一偏波及び交差偏波の受信電力と散乱次数との関係 (散乱角は 0°) ．記号 l , c はそれぞれ ladder term, cyclical term を表す．同一偏波の cyclical term の曲線は示してないが特殊な経路のことを考慮しなければ ladder term の曲線と同じである．

図5に, 散乱角 0° における同一及び交差偏波の ladder term と cyclical term の電力値と散乱次数の関係を示す．同一偏波の cyclical term の曲線は特殊な散乱経路の影響を無視すれば ladder term の曲線と同じである．この図から7回散乱程度まで計算すれば, 全体としての散乱電力を求めるのに十分である事が分かる．散乱電力が散乱次数と共に急速に落ちるのは散乱体

の吸収効果によると思われる。(散乱体のアルベドは 0.724 である。) これに対しアルベドが1の Rayleigh 散乱体群に光波が入射した場合には, 1000 回程度までの散乱次数を必要とする[7]. 図5から, 交差偏波の ladder term の相対的な値は散乱次数が増えるにつれ増加し, 同一偏波の ladder term の値に近づくことが分かる(無偏波状態). しかし, cyclical term については同一偏波と交差偏波の大きさの比は7回散乱になってもほぼ一定の値を保つことは興味深い.

図6に7回散乱までを加算した全散乱電力を示す. ここでは水平偏波入射についても示している. 同一偏波では, 垂直偏波の強調曲線の方が水平偏波のものに比べわずかではあるが鋭い. 単一球の H,V 面散乱パターンの違いが cyclical term の曲線の形に反映されていると思われる. この事は文献[7]でも指摘されている. 一方, 交差偏波では曲線の形の違いは認められない.

強調の起こる角度幅は波長を散乱の平均自由行程で割った程度であることが指摘されているが[4], 今回のシミュレーションのパラメータから求めた値は約 0.8° であり, 計算結果の曲線から求めた値とほぼ一致している. 図3から6を通して, 32回の散乱体の配置についての平均値は信頼できると考えられる.

計算はアンテナビーム幅 25° の場合についても行った. その結果, 1回散乱及び ladder term の曲線が図3のものに比べ非常に平坦となるが, cyclical term の曲線は変わらないことが分かる. この点を除いては, 上に述べた強調散乱の性質は今回の散乱環境に特有なものではなく, 一般的なものであると云えるであろう. それは上述の性質は主として散乱マトリクスの性質に依存している為である.

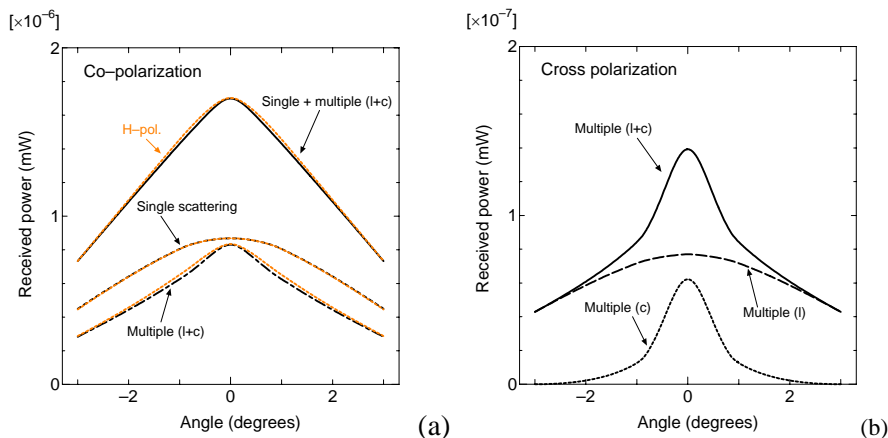


図6 1回から7回散乱までを加算した全受信電力と散乱角との関係(垂直偏波入射と水平偏波入射). 記号 $l + c$ は ladder term, cyclical term の和を表す. (a) 同一偏波, (b) 交差偏波.

5. 実験結果との比較

シミュレーションと文献[10,11]の実験結果を比較したものを図7に示す. 入射波は垂直偏波である. シミュレーションによる同一偏波と交差偏波の曲線は, 図6で“single + multiple ($l + c$)”及び“multiple ($l + c$)”と表示した曲線と同じである. シミュレーション計算による同一偏波の受信電力ピーク値は -57.67 dBm (1.708×10^{-6} mW)であり, これに対するキャリブレーション後の測定値は -56.0 dBm である. 各種の実験誤差を考慮すれば, 実験と計算の結果はかなり良く合っていると云えるであろう. 図7では比較しやすくするために, 同一偏波の実験曲線をシミュレーションの曲線に重なるように垂直にずらしてある. なお, 角度誤差を補正するために, 水平方向にもごくわずかずらした. 交差偏波の曲線については同一偏波のときと同じ数値だけずらしている. 従って, 同一偏波と交差偏波の相対値は変わっていない. この図から, 実験による同一偏波と交差偏波の相対値はシミュレーションによるものと非常に良く合っていることが分かる. 強調曲線の鋭さは, 交差偏波ではかなり良く合っているのに対し, 同一偏波ではあまり良く合っていない.

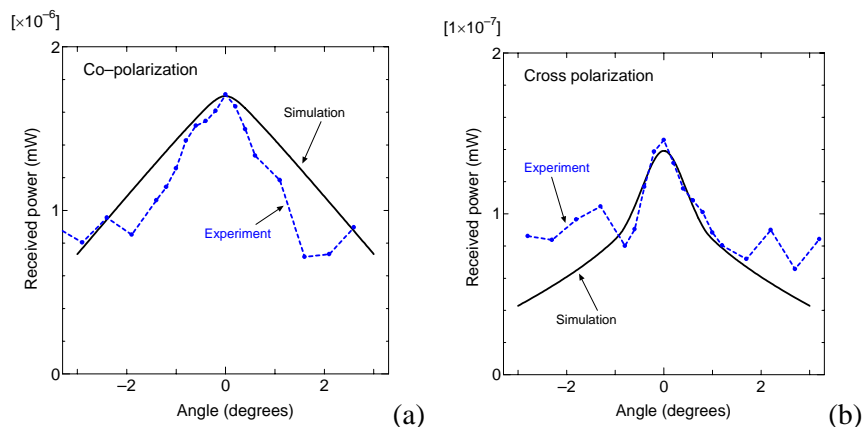


図7 シミュレーションと実験結果との比較. 入射波の偏波は垂直偏波. (a) 同一偏波, (b) 交差偏波.

6. まとめ

散乱経路の抜き取りを行う事により3回散乱以上の計算時間の問題に対処してシミュレーションを行ったところ、実験結果とかなり良い対応が得られた。散乱過程の性質についても幾つかの知見が得られた。今後の予定としては、文献[6]で述べられている様なフットプリントのサイズと平均自由行程の長さの長短による強調の違い、変形雨滴の場合はどうなるか、また、実際の降雨のような大きな散乱体積の場合にこの方法が適用可能か、などが挙げられる。

参考文献

- [1] The 4th International GPM Workshop, Marriott Hotel, Greenbelt, Maryland, USA, 15-17 June 2004.
- [2] Yu. N. Barabanenkov, Yu. A. Kravtsov, V. D. Ozrin, and A. I. Saichev, "Enhanced backscattering: The universal wave phenomena", *Proc. IEEE*, vol. 79, no. 10, pp. 1367-1370, 1991.
- [3] A. Ishimaru, "Backscattering enhancement: From radar cross sections to electron and light localizations to rough surface scattering", *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 33, pp. 7-11, 1991.
- [4] Y. Kuga, L. Tsang, and A. Ishimaru, "Depolarization effects of the enhanced retroreflectance from a dense distribution of spherical particles", *JOSA Communications*, vol. 2, no. 4, pp. 616-618, 1985.
- [5] C. E. Mandt, L. Tsang, and A. Ishimaru, "Copolarized and depolarized backscattering enhancement of random discrete scatterers of large size based on second-order ladder and cyclical theory", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 7, no. 4, pp. 585-592, 1990.
- [6] S. Kobayashi, S. Tanelli, T. Iguchi, and E. Im, "Backscattering enhancement with a finite beam width for millimeter-wavelength weather radars", *Proc. SPIE Fourth International Asia-Pacific Environmental Remote Sensing Symposium, Honolulu, Hawaii, USA. 5654-13, 8-12 Nov. 2004.*
- [7] M. P. van Albada and A. Lagendijk, "Vector character of light in weak localization: Spatial anisotropy in coherent backscattering from a random medium", *Physical Review B*, vol. 36, no. 4, pp. 2353-2356, 1987.
- [8] J. T. Johnson, L. Tsang, R. T. Shin, K. Pak, C. H. Chan, A. Ishimaru, and Y. Kuga, "Backscattering enhancement of electromagnetic waves from two-dimensional perfectly conducting random rough surfaces: a comparison of Monte Carlo simulations with experimental data," *IEEE Trans. Antennas propagat.*, vol. 44, pp. 748-756, May 1996.
- [9] T. Tazaki, H. Tabuchi, K. Ikeda, T. Oguchi, and S. Ito, "Laboratory measurements of polarimetric radar signatures of randomly distributed spherical and spheroidal scatterers at 30 GHz", *IEE Proc.-Mocrow. Antennas Propag.*, vol. 147, no. 1, pp. 8-12, 2000.
- [10] T. Ihara, T. Oguchi, and T. Tazaki, "Measurement of backscattering enhancement due to random particles at 30 GHz band using mirror image technique", *Proc. URSI Commission F Open Symposium, Cairns, Australia, pp.59-64, 1-4 June 2004.*
- [11] 井原, 小口, 田崎, 高橋, 加藤, 岩瀬, "鏡像法を用いたランダム粒子によるミリ波後方強調散乱の測定", 第 483 回電波研連 F 分科会, 4 月, 2004.
- [12] 小口, 井原, "模擬降水粒子によるミリ波後方強調散乱の計算機シミュレーション", 第 480 回電波研連 F 分科会, 12 月, 2003.
- [13] M. I. Mishchenko, "Enhanced backscattering of polarized light from discrete random media: calculations in exactly the backscattering direction", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, no. 6, pp. 978-982, 1992.
- [14] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Dover, 1960.