



Title	光波伝播に及ぼす降雨・雪の影響の確率的解析 : 並びに6.2km伝播記録
Author(s)	榊原, 勝昭; Sakakibara, Katsuaki; 児玉, 信之 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 49, 127-140
Issue Date	1968-09-25
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/40886
Type	departmental bulletin paper
File Information	49_127-140.pdf



光波伝播に及ぼす降雨・雪の影響の確率的解析

— 並びに 6.2 km 伝播記録 —

榊原 勝 昭*

児玉 信 之*

金谷 幸 次*

鈴木 道 雄*

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

Statistical Analysis of Light Propagation in the Atmosphere with Rain or Snow

Katsuaki SAKAKIBARA

Nobuyuki KODAMA

Kōji KANAYA

Michio SUZUKI

Department of Electronic Engineering,
Hokkaido University, Sapporo, Japan

(Received April 30, 1968)

Abstract

Rain or snow attenuates light, and its attenuating effect was considered by statistical mathematical and geometrical optic treatment.

It was assumed that propagating light is a cylindrical beam with a much larger base than the cross section of rain drops. Let the rain be a ball and snow be a plate. It was further assumed that rain drops were spherical balls and that snow flakes were plates then the attenuating effect of rain is

$$A_d = A_0 e^{-N_0 l \{ \langle \pi r^2 \rangle - \langle \pi r^2 \alpha(r) \rangle \}}$$

where

$$\langle \pi r^2 \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 \rho(r) dr$$

$$\langle \pi r^2 \alpha(r) \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 \alpha(r) \rho(r) dr$$

r diameter of rain balls

$\rho(r)$ density function of rain balls

N_0 density of number of balls in the atmosphere

* 電子工学科

- $\alpha(r)$ transmission coefficient of rain balls
 l distance of light propagation
 A_0 intensity of light at generator
 A_d intensity of light at detector

And the effect of snow plates was obtained as a small modulated function.

目 次

1. ま え が き	128
2. 空間浮遊物の光伝播への影響解析	128
3. 透過係数の関数形	133
3.1 円柱の場合	133
3.2 球形の場合	135
4. 実験結果並びに考察	136
5. 6 km 伝播実験の記録	138

1. ま え が き

多くの浮遊物（例えば、雪・雨）がある空間で、光ビームを伝播させた時、その光ビームの減衰と浮遊物の諸特徴との関係を確率的に解析し、それを検証する目的で実験を行ない、若干の結果を得たので報告する。更に、これらの事は昨年来行なってきた光波の大気伝播についての研究^{1),2)}の一部をなすものであり、主要な実験の伝播距離は 300 m であったが、今後に対する予備的な意味で約 6000 m の伝播³⁾実験を行なったのでその記録も並載しておく。

2. 空間浮遊物の光伝播への影響の解析

半径が r_1 から r_2 (但し、 $r_1 < r_2$) までの球形をした浮遊物 (以下単に粒子と云う) が密度 N_0 個/m³ で空間に存在しているとする。この空間で、断面積 S が、 $S \gg \pi r_2^2$ の関係を満たす平行光線を l m 伝播させる。この光ビームの強さは時間的にも空間的にも一様で A_0 であるとする (図-1 参照)。更に、半径に対する粒子の数の分布は $\rho(r)$ であるとする。

さて、光が粒子に当たれば反射・屈折等によりその方向が変えられると共に、吸収による

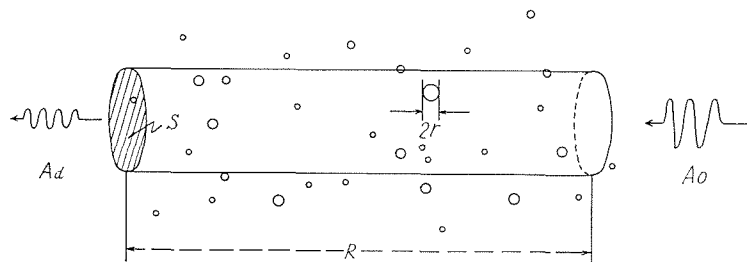


図-1 長波伝播に対する浮遊物の影響の取り扱い方のモデル

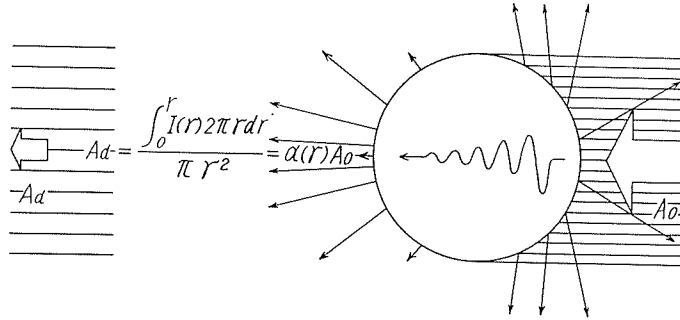


図-2 球形浮遊物の透過係数の取り扱い方のモデル

減衰も生じ、これらが総じて受信側への光の到達量を減衰させる。しかし当面は減衰の原因の異いは問わずに、粒子を通過する前後で意図する向き（送信器と受信器を結ぶ直線の向き）に進む光の強さだけを問題とする。一様な強さの入射光でも、粒子を透過した光のその方向の成分の強さは一般には一様でなく、ビームの断面の中心からの距離 r の関数となっている事等が予想される。その関数を $I(r)$ として、半径 r の粒子の透過係数を次の様に決めておく（図-2 参照）

$$A' = \frac{\int_0^r I(r) 2\pi r dr}{\pi r^2} = \alpha(r) A \quad (1)$$

A 入射光の強さ

A' 透過光の平均的な強さ

$I(r)$ r の点での透過光の入射光方向の成分の強さ

図-1、図-2 の如き考えのモデルを設定すると受信側での光の強さ A_d は次の如く表わされる。

$$A_d = A_0 e^{-N_0 l \{ \langle \pi r^2 \rangle - \langle \pi r^2 \alpha(r) \rangle \}} \quad (2)$$

但し

$$\langle \pi r^2 \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 \rho(r) dr \quad (3)$$

$$\langle \pi r^2 \alpha(r) \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 \alpha(r) \rho(r) dr \quad (4)$$

$$N_0 \int_{r_1}^{r_2} \rho(r) dr = N_0 \quad (5)$$

A_0 送信側での光の強さ

A_d 受信側での光の強さ

l 伝播距離

r 粒子の半径

$\alpha(r)$ 半径 r の粒子の透過係数

N_0 粒子の数の空間に於ける密度

$\rho(r)$ 半径に関する粒子の数の密度関数

結論を先に書いたが、(2)式を出す数学的な手順を次に示めす。

図-1に示めした円筒を底面が πr^2 の小円筒に分割すれば、

$$\frac{S}{\pi r^2} = M(r) = \frac{1}{p(r)} \quad (6)$$

本の小円筒が出来ると見なせる。次に円筒全体に含まれている半径 r の粒子の数は

$$S L N_0 \rho(r) dr = n(r) \quad (7)$$

である。

ここでもし

$$p(r) \cdot n(r) \equiv \lambda(r) \quad (8)$$

が余り大きくなければ、 $M(r)$ 本の小円筒の中の任意に注目する一本の小円筒の中に入っている粒子の数が k 個である確率は $\lambda(r)$ を parameter とする Poisson 分布で与えられると考えられる。即ち、底面が πr^2 の小円筒に k 個の半径 r の粒子が含まれている確率は

$$P(k; \lambda(r)) = \frac{\lambda^k(r) e^{-\lambda(r)}}{k!} \quad (9)$$

で表わされる。

一方、この小円筒には $\pi r^2 A_0$ なる量の光が送りこまれるが、 k 個の粒子により減衰され受信側では

$$\pi r^2 A_0 [\alpha(r)]^k \quad (10)$$

に落ちている。更に、この種の (粒子を k 個含んでいる) 小円筒の数は

$$M(r) \cdot P[k; \lambda(r)] \quad (11)$$

である。従って、 k 個の半径 r の粒子を含んだ小円筒全部を通過して受信側に届けられる光の量は

$$\pi r^2 A_0 [\alpha(r)]^k M(r) P[k; \lambda(r)] \quad (12)$$

である。ここで、 k が 0 から無限大までの場合を形式的に考慮するには、(12)式の和をとればよく

$$\sum_{k=0}^{\infty} \pi r^2 A_0 [\alpha(r)]^k M(r) P[k; \lambda(r)] = A_0 S e^{-\lambda(r)} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{[\alpha(r) \lambda(r)]^k}{k!} \quad (13)$$

となる。これが送信側で $A_0 S$ なる量の光の受信側に届く量である。但し、これは半径が r の粒子だけを考慮した場合である。

ここでもし

$$\alpha(r) \lambda(r) < 1 \quad \text{或いは} \quad 1 \ll U_r \quad (14)$$

であれば(13)式は

$$A_0 S e^{-\lambda(r) + \alpha(r)\lambda(r)} \quad (15)$$

と表わされる、但し、 U_r については後で説明する。最後に、半径 r は r_1 から r_2 まで $\rho(r)$ で分布している事を考えると、受信側に届く光の量 A_D は (15) 式の減衰を示めず部分をかけ合わせる事によって

$$A_D = A_0 S \exp \left[- \int_{r_1}^{r_2} \left\{ \lambda(r) - \alpha(r)\lambda(r) \right\} dr \right] \quad (16)$$

と得られる。この式に (6), (7), (8) 式を代入すれば (2) 式が得られる。

(13) 式の和で k を無限大までとしてあるが、実際には半径 r の粒子の数は (7) 式で規制されている。従って和の上限を U_r で示す時、この U_r は

$$\sum_{k=0}^{U_r} M(r) P[k: \lambda(r)] = n(r) = SIN_0 \rho(r) dr \quad (17)$$

を満たしていなければならない。この規制からは

$$U_r! = [\lambda(r)]^{U_r+1} \quad (18)$$

なる簡単な関係が出て来る。(14) の条件にはこの事が考慮されている。

(16) 式の右辺の A_0 は送信側での光の強さであるが、左辺の A_D は受信側での光の総量であり、(2) 式にはこの A_D を

$$A_D = SA_d \quad (19)$$

の関係によって光の強さ (平均的なもの) になおして、減衰の factor を見やすくしてある。

(15) 式から (16) 式を得る数学的な手順は極めて簡単であるが、この簡単な手順はいかなる具体的な内容に相当しているのかを次に示す。

半径 r の粒子を k 個含んだ小円筒全部を通じて受信側に届く光の量は (12) 式で与えられ、この“小円筒全部”の底面の合計が S に対して占める割合が

$$P[r: \lambda(r)] = \frac{e^{-\lambda(r)} \lambda^k(r)}{k!} \quad (20)$$

で与えられるのはこれまでの説明から明らかである。円筒を底面が $\pi(r')^2$ の小円筒に切って、半径 r' の粒子について同様な考えを進めれば、半径 r' の粒子を j 個含んだ小円筒 (底面が $\pi(r')^2$ のものであるのは勿論である) の底面の合計が S に対して占める割合は

$$P'[r': \lambda(r')] = \frac{e^{-\lambda(r')} \lambda^j(r')}{j!} \quad (21)$$

で与えられる事が判かる。

そして、この部分を通過して来る光は $[r(r')]^j$ 倍になる。

結局、半径 r の粒子 k 個と半径 r' の粒子 j 個を通過して来る光の割合が (20) と (21) の積で与えられ、この部分の光は

$$[\alpha(r)]^k [\alpha(r')]^j \quad (22)$$

倍になって受信側に届く。この形は、半径 r の粒子と半径 r' の粒子を通過する順序によらない事を示めている。即ち、送信側で SA_0 なる量の光のうち $SA_0 \cdot P(k; \lambda(r)) \cdot P'(j; \lambda(r'))$ の部分は受信側では

$$SP(k; \lambda(r)) \cdot P'(j; \lambda(r')) [\alpha(r)]^k [\alpha(r')]^j \quad (23)$$

に落ちている。そこで、 k と j の全ての組み合わせを考慮するには (23) の k と j についての和をとればよく、それに (20), (21) の関係を入れて整理しておけば

$$A_D(r, r') = SA_0 e^{-\{\lambda(r) + \lambda(r')\}} \sum_k \frac{[\alpha(r) \lambda(r)]^k}{k!} \cdot \frac{[\alpha(r') \lambda(r')]^j}{j!} \quad (24)$$

と表わされる。但し、 $A_D(r, r')$ は、半径が r と r' の2種の粒子を色々な個数の組み合わせで通過して来る光の総合的な結果の量を示めている。

r_1 から r_2 まで dr きざみで種々な半径の粒子を全て考えれば (24) 式は

$$A_D(r_1 \sim r_2) = SA_0 e^{-\{\lambda(r_1) + \dots + \lambda(r_2)\}} \sum_k \dots \sum_j \frac{[\alpha(r_1) \lambda(r_1)]^k}{k!} \dots \frac{[\alpha(r_2) \lambda(r_2)]^j}{j!} \quad (25)$$

各々の半径の粒子が (14) の条件をそれぞれを満たしていれば上式は

$$= SA_0 e^{-\{\lambda(r_1) + \dots + \lambda(r_2)\}}, \quad e^{\{a(r_1)\lambda(r_1) + \dots + a(r_2)\lambda(r_2)\}}$$

となり、これの exponential の肩を積分で置き替えれば (2), (3), (4) の関係が得られる。以上の事から (3) 式は、光が種々な半径の粒子を種々な個数ずつ、種々の順序で通過して来る場合を確率統計的に総合した結果を示めている事が判る。

浮遊物が円板の場合には次の様にすればよい。

光の進行方向と円板の法線のなす角を θ 、円板の半径を r とし、円板の数の分布は r と θ の両方に関係するとする。即ちこの密度関数を $\rho(r, \theta)$ とすれば

$$N_0 \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{\pi/2} \rho(r, \theta) dr d\theta = N_0$$

であるとし、透過係数も r と θ に関係するとして、 $\alpha(r, \theta)$ とする (図-3 参照)。

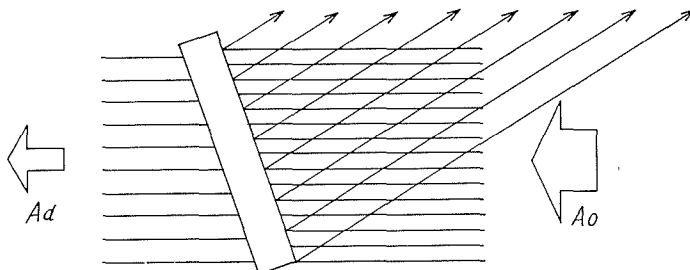


図-3 円板形浮遊物の透過係数の取り扱い方の図的説明

すると球形粒子の場合の(13)式に相当する式は

$$A(r, \theta) = A_0 S e^{-\lambda(r, \theta)} \sum_k \frac{U^{r, \theta} [\lambda(r, \theta) \alpha(r, \theta)]^k}{k!} \quad (13')$$

となり、(14)に相当する条件は

$$\lambda(r, \theta) \alpha(r, \theta) < 1 \quad \text{或いは} \quad 1 \ll U^{r, \theta} \quad (14')$$

となる。又、 $\lambda(r, \theta)$ は

$$\lambda(r, \theta) = (N_0 L \pi r^2 \cos \theta) \rho(r, \theta) dr d\theta$$

で示される。これらをもとにして球形の場合と同様に考えを進めてゆけば(2), (3), (4)に相当する式はそれぞれ

$$A_{\theta} = A_0 e^{-N_0 L \{ \langle \pi r^2 \cos \theta \rangle - \langle \pi r^2 \cos \theta \alpha(r, \theta) \rangle \}} \quad (2')$$

$$\langle \pi r^2 \cos \theta \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{\pi/2} \pi r^2 \cos \theta \rho(r, \theta) dr d\theta \quad (3')$$

$$\langle \pi r^2 \cos \theta \cdot \alpha(r, \theta) \rangle = \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{\pi/2} \pi r^2 \cos \theta \rho(r, \theta) \alpha(r, \theta) dr d\theta \quad (4')$$

の如く表わされる。球形と円板が混じっている場合には、exponentialの肩が両方の場合の和になるだけである。

3. 透過係数の形

3.1 円板の場合

これを考えるには、今までとは逆に円板から球形に進む方が判かり易い。図-4の如く記号を定めると次の関係が成り立つ事はよく報られている通りである。

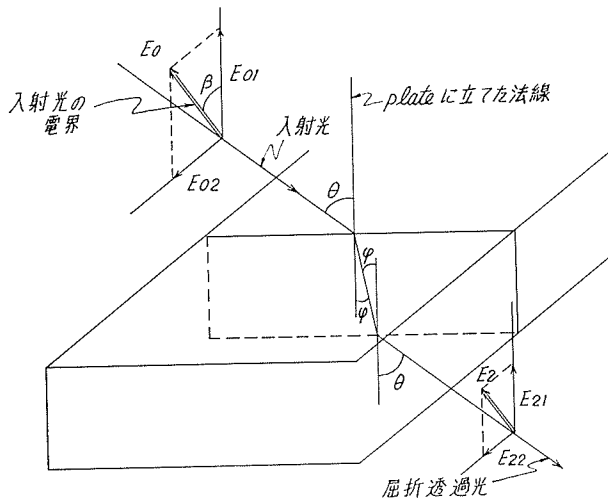


図-4 円板形浮遊物の透過係数の算出に関する記号の採り方の説明

$$\begin{aligned}
E_{21} &= \frac{4n^2 \cos \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{(n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta})^2} \cdot \cos \beta \cdot E_0 \cdot e^{-\frac{\xi n \delta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}} \\
&\cong \frac{4n^2 \cos \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \cdot \cos \beta \cdot E_0 \cdot e^{-\xi \cdot \frac{\delta'}{n}} \\
&\equiv A(\theta) E_0 \cos \beta \cdot e^{-\xi \cdot \frac{\delta'}{n}}
\end{aligned} \tag{26}$$

同様に

$$\begin{aligned}
E_{22} &\cong \frac{4 \cos \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{(\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta})^2} \cdot \sin \beta \cdot E_0 \cdot e^{-\xi \cdot \frac{\delta'}{n}} \\
&\equiv B(\theta) E_0 \sin \beta \cdot e^{-\xi \cdot \frac{\delta'}{n}}
\end{aligned} \tag{27}$$

$$E_2^2 = E_{21}^2 + E_{22}^2 \tag{28}$$

$$\delta'(\theta) = \frac{n}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \delta \tag{28'}$$

θ 光の入射角

β 光の電界の入射面からの傾き

n 媒質2の媒質1に対する屈折率

E_0 入射光の電界の強さ

E_2 屈折透過率の電界の強さ

ξ 媒質2の減衰定数

$\delta'(\theta)$ 光の2内の光の通過距離

δ 媒質2 (plate) の厚さ

入射光の強さを一定とした時の、屈折率過光の強さの β による違いを平均する。

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} E_2^2 d\beta = \frac{1}{2} (A^2(\theta) + B^2(\theta)) E_0^2 \tag{29}$$

従って 図-3 及び 図-4 から明らかなように、

$$\alpha(r, \theta) = \frac{1}{2} (A^2(\theta) + B^2(\theta)) \tag{30}$$

である。これから明らかなように $\alpha(r, \theta)$ は実は $\alpha(\theta)$ と書いて充分であった。又、多重反射の影響は充分に小さいとして無視した。

$\rho(r, \theta)$ が θ に関して一定であるとする (4') 式は

$$(4') = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \cdot (A^2(\theta) + B^2(\theta)) d\theta \times \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 \rho_1(r) dr \tag{31}$$

と書ける。但し、 $\rho_1(r)$ は円板の半径についての密度関数である。(31) 式右辺の前半の積分は n が 1 に較べて充分大きいとすれば

$$\int_0^{\pi/2} (A^2(\theta) + B^2(\theta)) \cos \theta d\theta \cong \frac{16}{n^2} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{\cos^3 \theta}{\left(\cos \theta + \frac{1}{n} \right)^4} + \cos^3 \theta \right) d\theta \tag{32}$$

$$\cong 2\pi \left(\frac{lr}{x}\right)^2 E_0^2 \quad (37)$$

と近似される。一方粒子全体に当る光の量は $\pi r^2 E_0^2$ であるから、図-2 及び (1) 式から透過係数 $\alpha(r)$ は (37) を $\pi r^2 E_0^2$ で除して

$$\alpha(r) \cong \frac{l^2}{x^2} \equiv g(x) \quad (38)$$

となり、これも粒子の半径には無関係となる。受光部と粒子の距離 x の関数となっている。ここで、 x については $0 < x < R$ であり、 l については $l \leq R$ である (但し、 R は伝播距離、 l は受光部の口径である) ので、 $g(x)$ を $0 < x < R$ の範囲で適当に平均しても、 $\bar{g} \ll 1$ の如くなるであろう。従って、浮遊物が球形の場合には、それに当る光はそこで殆んど完全に遮断されてしまうと考えてさしつかえないと考えられる。但し、粒子の数の密度が非常に高く、且つ又、粒子の反射係数が大きいような場合には、或る粒子により反射されたり、或いは屈折透過したりして、受口部からそれる方向に一旦向けられた光が他の粒子により又、受口部に向って行くと云う場合もあり、且つ、その間の損失が小さいような時には、上の場合と違った結果が予想される。

4. 実験結果並びに考察

学内に 327 m (応用電気研究所と精密工学科屋上) の伝播距離をえらび、光ビームとしては laser を底面の半径 5 cm の円柱状としたものを使い、種々の降雪状態でその時々雪片の数の密度と受信入力測定し、data を計算機で処理して理論の検証を試みた。

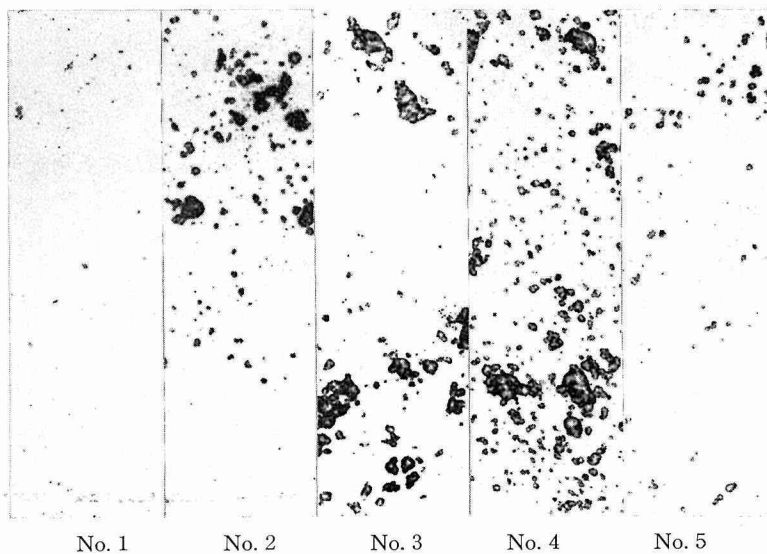


図-6 降雪状態の違いによる差 Water blue 上の模様
(この No. は図 7, 8 の No. と一致する)

	直 径								総 計	入 力 出 力	理 論 値
	≦1 mm	1~2	2~3	3~4	4~5	5~7	7~10	10~16			
No. 1	24	2	0	0	0	0	0	0	26	0.94	正
No. 2	45	12	0	0	2	1	0	0	60	0.40	
No. 3	54	20	8	4	0	3	3	0	90	0.18	正
No. 4	134	41	5	1	0	1	0	0	182	0.41	
No. 5	60	22	8	0	0	0	0	0	90	0.69	0.71

(昭43. 2. 14日測定)

図-7 Water blue 上の雪片の数の直径に関する分布の一例。これは図-6に示した写真から得られた(但し4 cm² 当りの分布である)

雪片の数の密度の測定は次の様にした。water blue (水分により青色に変色する色素) を浸み込ませた一定の大きさ(半径7.5 cm の円形)の濾紙で、10秒間降雪を受ける。図-6(写真)からも判る通り、これによって、雪片の数の半径に対する分布が判る。この分布の例を図-7に示してある。濾紙上での分布と雪の落下速度とから空間で雪片の数の分布が判かるわけだが、落下速度の測定器が間に合わず、とりあえず目測により大略をつかんでおき、これも計算機に選択させる事にしておいた。又、受信入力の変化の例は図-6, 7と対応するものを図-8に示した雪片の半径に関する分布は図-7からも判る通り、離散的に測定した。従って、(2)式等のexsonentialの肩の積分は summation で代用した。

半径に関する分布の実測例とその受信入力(送信出力との比)及び理論式に従っての計算

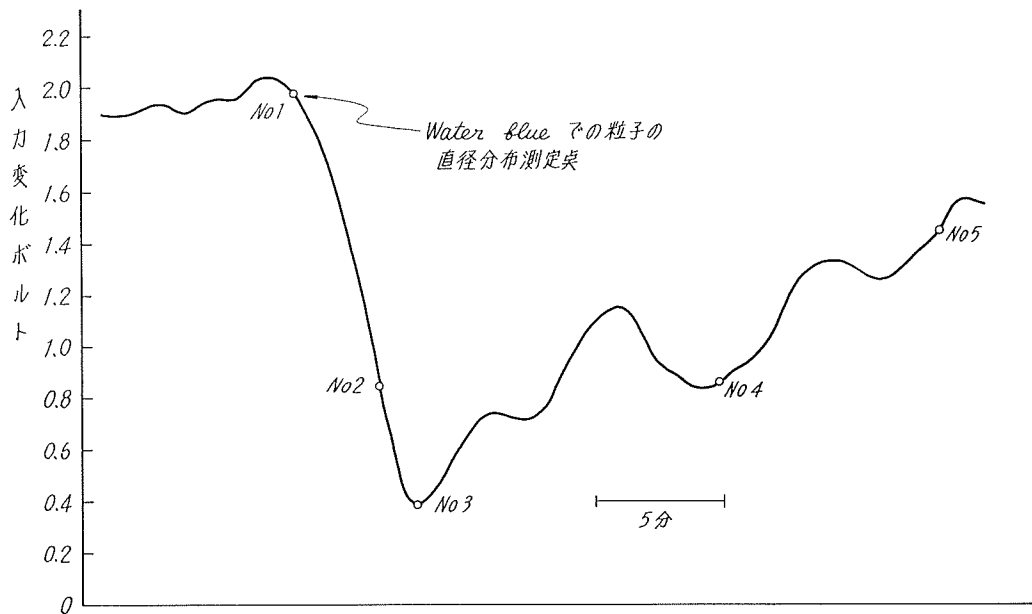


図-8 受光部への入力の時間変化と直径分布測定点
この No. は図-6, 7の No. と一致している

機の結果とを図-7に並置して示めしてある。図-6, 7, 8には本年2月14日の data を載せてあるがこれは多くの同種の実験の一部でしかない。又、雪片の数の空間に於ける密度は、我々の方法では water blue での受雪と同時に落下速度を測定しなければ正確なものはないが、それが出来なかったので、data を多くして落下速度をも計算機にえらばせる事にした。図-7の理論値の欄で“正”となっている分布に関する data を正しいものとして、No.5の入力/出力を計算させると0.71となる。これは実測値の0.69と考え合わせる時、非常によい結果と云えるであろう。但し、この時の落下速度を計算機は2.5 m/秒としており、これは目測とほぼ一致している。又、平均透過係数(\bar{a})は0.70となっている。これは最ともよい例であり、他の data を用いた時には、殆んどうまくゆかなかった。又、図-7にのっている data の他の組み合わせ(例えば、No. 1, 2を正しいとしてNo.3の理論値を出そうとする場合等)でもだめであった。

良い例よりも悪い例の方が圧倒的に多い事は、次の事を考えればむしろ当然である。即ち water blue で受雪したのは327 mの伝播路の一点でしかなく、降雪状態は50 mの違いでずい分と異なる事があり、一般に、一点での測定に伝播路全体の状態を代表させる事はあらずぎるのであろうと云う事。勿論、多くの測定結果中には、うまい具合に全体を代表する場合も含まれるであろう。更に、water blue を浸み込ませた濾紙の変色した部分部分の凡その直径をはかりそれを雪片の直径として計算したが、実際には雪の乾湿によって、空中で同じ大きさの雪でも濾紙上での変色部分の面積は異なるであろうが、今回はこれを一応無視した事。又、直接の data (受雪した濾紙)を汚すまいとして、一度それを写真にとり、その写真から ν に関する分布を数えたが、この場合、小さい粒子は飛んでしまい、大きいものも一般に小さめに写るであろう事等。これらの事を考え合わせると、多くの data の中のほんの少しの data の組み合わせのみが理論と一致するがむしろ当然である事が判かる。

5. 6 km 伝播実験の記録

大気の状態が光波に及ぼす影響、或いは逆に、大気の状態を光波によって調べる実験に対する予備的な意味で、北大応用電気研究所5階西辻助教授室と札幌南部藻岩山頂の電々公社藻岩山中継所のアンテナ塔との間(6.2 km)で伝播実験を行なった。応電側から laser を飛ばし、山頂で受信した。laser は指向性が強いので、受信側に的中させる事自体に非常な困難が予想されたが、半偶然的にはあれ catch されたので、その記録を添付しておく。

図-9は山頂から900倍の天体望遠鏡を通じて撮った送信場所(応用電気研究所)の写真である。最上階の左から四つ目の窓にある薄もも色の点(実際にはもっと赤くみえたが、写真のやき方のせいこんな色になってしまった)が laser である。図-10の中心部から右下に少しずれた場所にある赤い光が laser である。

受信部は分光感度特性 S 20 光電子増倍管に X-Y recoder を接属したものである。多くの noise の中から laser を拾い出せるように受光部の指向性を非常に大きくしてあったので、こ

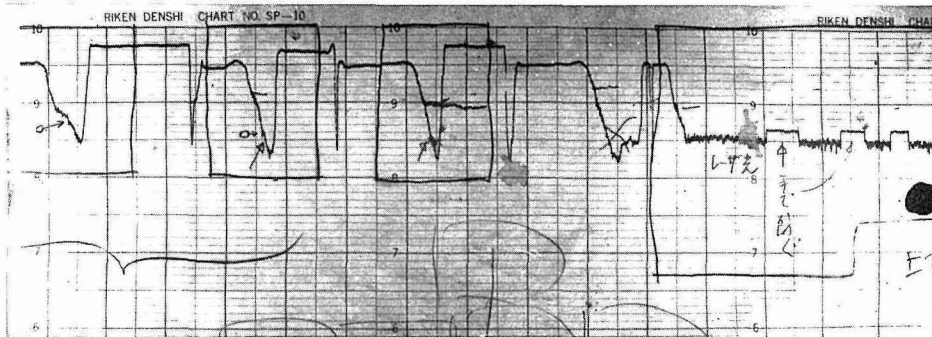


図-13 laser による入力変化

左方4つの矢印の先の変化が雑長中の laser。右方2つの矢印の先の減衰は送信側で laser を cut した事によるもの。この入力は laser 総出力の約 700 万分の 1 にすぎない

の中に laser を導びくのが非常にむずかしかった。そこで次のようにした。北大のキャンパスはかなり大きく、深夜であるので大学内の殆どどの建物の灯が消えており、その中で laser が輝いていた。即ち、laser の周囲には暗い部分がかかなりあった (図-11, 12 参照)。そこで図-12 のように受光部を上下 (北から南) にゆっくり掃引すれば、laser を横切る時、なにか変化がみられたるのではないかと予想された。その結果が図-13 である。これで、左側の三つの四角の中にある矢印が示しているヒゲが laser による変化であるらしい事が判かった。そこで次に又図-12 の上の方から受光部を段々に下げて来て、ヒゲの出た瞬間に受光部の移動を止めて固定した。そうしておいて送信側で laser 光を手で cut したら図-13 の右側の大きな罫の中の変化を得た。この時の recoder の感度は full scale で 5 mV であった。即ち、図-13 の 8 と 9 の間は 0.5 mV に相当する。従って捕えられた光の量はボルト換算して 0.06 mV 位であり、これは laser の総出力の 7×10^{-6} 倍に⁴⁾ 相当する。この減少の原因をビームの拡がりだけによるものとし、受光部の口径をもとにこれを計算すると、6.2 km の伝播で半径約 3.9 m に広がっていた事になる。これは山頂での目測による拡がり半径約 3 m と良く一致していると云える。光源には総出力⁵⁾ 約 700 ボルトの He-Ne gas laser を用いた。更に又、あり合わせの既成品レンズで絞る努力を最大にした場合、半径約 70 cm にまでする事が出来た。

謝 辞

伝播実験の際、藻岩山頂の大切な施設を利用して下さった札幌統制無線中継所 (電々公社) の津田所長を初め、色々と便宜をはかって下さった現場の方々に心から感謝致します。又、送信部を受け持ち、三日間殆んど徹夜で頑張ってお下さった西辻助教授を初めとする北大応用電気研究所電波応用部門の方々の御尽力に深く感謝致します。更に、北大工学部電気工学科助手の石川及び電子工学科院生の武田両君は、計算機の面倒な programing を忍耐強く引き受けてくれた事を感謝の意を込めて付記します。

参 考 文 献

- 1) 榊原・児玉・金谷・鈴木：光波伝播におよぼす降雪の影響．北海道大学工学部研究報告第44号，昭和42年8月．
- 2) 榊原・児玉・金谷・鈴木：光波伝播と降雪現象（その1）．電気通信学会アンテナ伝播研究会資料，資料番号 AP 67-28．
- 3) 西辻・松木・羽鳥・川瀬・その他：みぞれ及び湿雪時に於けるミリ波の伝播試験について．北海道大学応用電気研究所報第18号，1966年．
- 4) 榊原・児玉・金谷・藤木・鈴木：光パルス位置測定装置．北海道大学工学部研究報告第41号，昭和41年8月．
- 5) 光を光電子増倍管でとり，その出力に換算したものである．この換算法は4)にある．

その他の参考文献

- 塩路俊夫：電波伝搬と空中線．昭和37年．
 霜田光一：電磁気学．昭和35年．
 W. Feller：An Introduction to Probability and its Application, 1965年．

付 録 I

本文中の(32)式の積分は

$$\frac{1+n}{1-n} = c$$

と置けば

$$\begin{aligned} & \frac{32n^2}{(1-n)^4} \int_0^1 \frac{(1-t^2)^3}{(t^2+c)^4} dt + \frac{16}{n^2} \int_0^{\pi/2} \cos^3 \theta d\theta \\ &= \frac{32n^2}{(1-n)^4} \left[\frac{c^{-3}}{16} (5-3c+3c^2-5c^3) \cdot \frac{1}{2\sqrt{|c|}} \log \left| \frac{1-\sqrt{|c|}}{1+\sqrt{|c|}} \right| \right] \\ &+ \frac{c^{-3}}{48(1+c)^3} (15+16c-40c^2+58c^3+15c^4) + \frac{32}{3n^2} \end{aligned}$$

と表わされる。

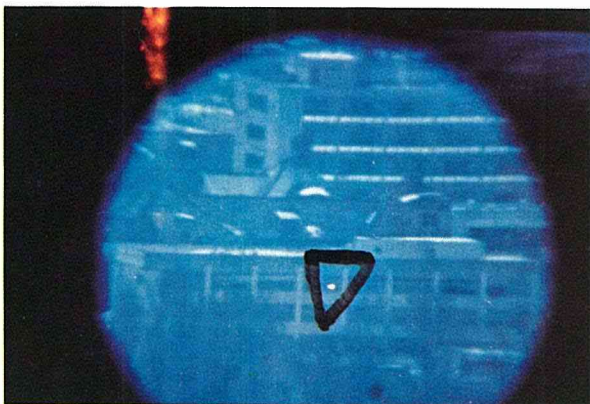


図-9 藻岩山頂から 300 倍の望遠鏡で応電研 (6.2 km) に設置した発信部の laser を眺めたもの (逆三角形内の桃色が laser, 撮した時刻は夕暮時)



図-10 藻岩山頂から焦点距離 200 mm の望遠レンズをつけたカメラで撮した laser。中央から少し右下の赤がそれ (図-10, 11, 12 の写真は昭和 43 年 2 月 2 日の午前 2 時前後撮映したものである)

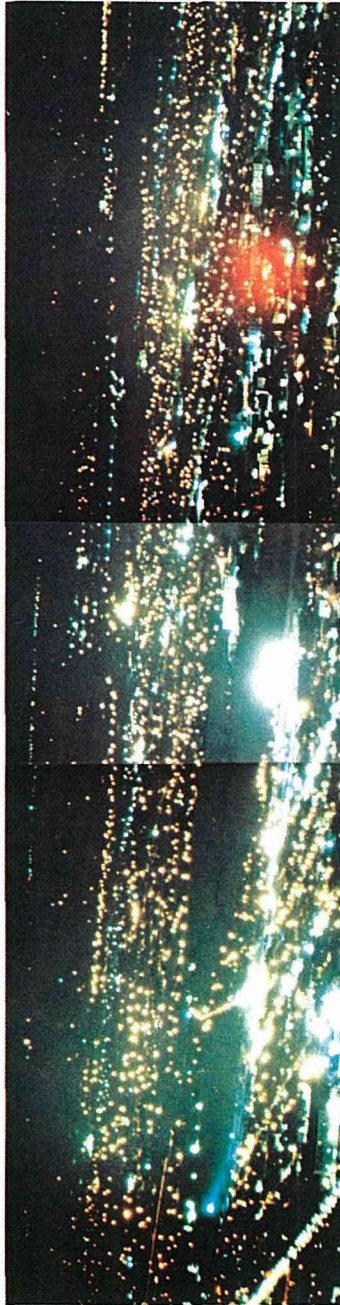


図-11 laser の水平方向に関する雑光の様子。この光景を左右に受光器で撮引すると 図-13 と同種の入力変化が得られる



図-12 laser の垂直方向に関する雑光の様子。

この光景を受光器で上から下に撮引すると、図-13の左方の三つの四角内のような入力変化が得られる