

大気汚染観測用レーザーレーダー

大阪大学工学部 山中千代衛 山中龍彦
姜 衡 富 小林 祥 延*

§ 1 まえがき

1960年ルビーによるレーザー発振の成功によってコヒーレントな可視光のビームが得られるようになり、電波の領域が可視域にまで拡大された。レーザー光は単色性が極めて良好であり、かつ指向性が非常に良く、その広がり角は回折による $4\theta \sim \lambda/D$ 程度である。ここに λ は波長、 D はレーザービーム送出径である。したがって広がり角は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ラジアン程度の小さい値となる。さらにQスイッチ法を用いるとパルス巾 10ns, 出力数 100MW のジャイアントパルスを発生させることができる¹⁾。このようなレーザーを用いるレーダー系は距離分解能が極めて良く、先の指向性および単色性ととも方位分解能、信号対雑音比に関し優秀な性能を持っている。特に電波レーダーに比べ波長が5けた以上も短いので、電波レーダーでは感知できない微小の対象物、大気分子、スモッグ、温度、密度の変動にきわめて鋭敏に感じる。したがって上層大気、イオン層の観測や、種々の気象状態（逆転層、霧、雲、晴天乱流）をはじめ一般の大気構造の解明に非常に有用である。

特に現在大都會で問題になっている大気汚染の観測研究にはこの種のレーザーレーダーの開発が緊急かつ重要な課題になっている。筆者らは大気汚染観測用のレーザーレーダー装置を試作し、観測を実行し、きわめて興味のある結果を得ている⁴⁾⁵⁾⁷⁾⁸⁾。

4)5)6)

§ 2 レーザーレーダーの原理

ジャイアントパルスを用いたレーザーレーダーは方位分解能、距離分解能、信号対雑音比のいずれの面においても電波レーダーより優れ、装置が小さく、取り扱いが簡便で機動性、即応性に富んでいる。このレ

* 現在は住友電気工業（株）に勤務

ーザーレーダー方式の動作原理は、よく知られた送信電力と受信電力との関係式すなわちレーダー方程式で示される。第1図に示すようにレーザー光出力を P_0 [W] 受信光入力を P_R [W] とすると次のレーザーレーダー方程式が成立する。

$$P_R(r) = P_0 R_0 \eta_T \eta_R N(r) \bar{\sigma}_s(r) \exp \left(-2 \int_0^r \alpha(r) N(r) \bar{\sigma}_s(r) dr \right) A_R / r^2 \quad (1)$$

ただし P_0 = レーザー出力

$R_0 = \tau c / 2$ (τ = レーザーパルス幅 c = 光速)

$\eta_T \eta_R$ = 送受信系の効率

$N(r) \bar{\sigma}_s(r)$ = レーダー散乱断面積

A_R = 受光望遠鏡の有効開口面積

r = 散乱点までの距離

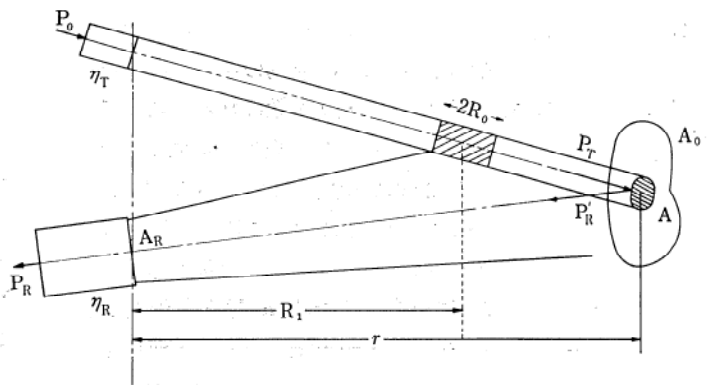


図1 レーザーレーダによるレーダー光波の送受信方式

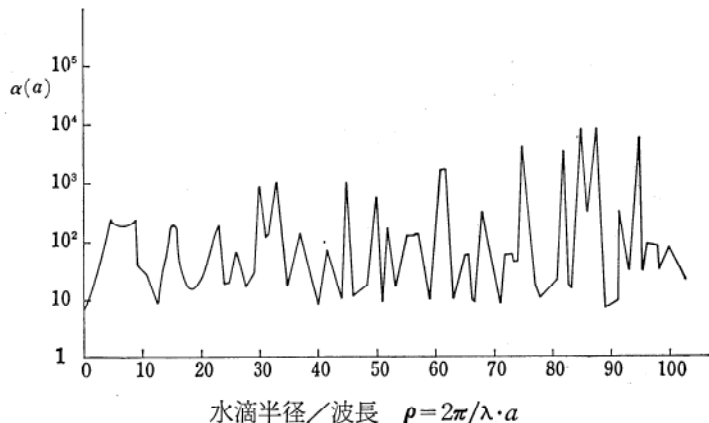


図2 水滴半径に対する減光係数 α の変化⁹⁾

$\Omega_R = A_R/r^2 =$ 散乱点より見た受信望遠鏡の開口面の張る立体角

(expの項) = 大気吸収および散乱による損失

$N(r) =$ 点 r における粒子密度

$$\alpha = \int_0^\infty n(a)\sigma_T(a)da / \int_0^\infty n(a)\sigma_\pi(a)da$$

= 減光係数

$n(a) =$ 粒子径 a なる粒子密度

$\sigma_T(a) =$ 粒子径 a なる粒子の全散乱断面積

$\bar{\sigma}_\pi(r) =$ 平均後方散乱断面積

(1)式の対数を取り r で微分すると

$$\frac{1}{\{N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)\}^2} \cdot \frac{d\{N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)\}}{dr} - \frac{1}{\{N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)\}^2 r^2 P_R(r)} \cdot \frac{dr^2 P_R(r)}{dr} = 2\alpha(r) \quad (2)$$

この微分方程式を $N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)$ について解くと、

$$N(r)\bar{\sigma}_\pi(r) = \frac{P_R(r) \cdot r^2}{P_0 R_0 A_R \eta_T \eta_R - 2 \int_0^R \alpha(r) P_R(r) r^2 dr} \quad (3)$$

上式より $\alpha(r)$ の値が既知であれば、受信光の時間波形から $N(r)\bar{\sigma}_\pi(r)$ は求まり、空間的な粒子の分布状態を知ることができる。しかし各粒子に対する $\alpha(r)$ の値はその粒子の大きさと波長との比、粒子の種類(屈折率)により大きく異なってくる。Rayleigh 散乱の領域では $\alpha(r) = 8/3\pi$ が得られるが、Mie 散乱の領域では、粒子半径 a 、波長 λ 、屈折率の複雑な函数になる。ここで水滴の半径 a に対してルビーレーザー光の散乱による減光係数 α の計算値を第2図に示す。この図から明らかなように $\alpha(a)$ は $2\pi a/\lambda$ の変動に対して激しく変動する。しかし実際に大気中の水滴のような場合種々の大きさの粒子がほぼ連続的に分布するため α は平均化され、第2図ほどには変動しないことが予測される。大気中の水滴粒子の分布函数モデルとして Diermendjian の求めた3種類の $n(a)$ を第3図に示す。もやCは Young 分

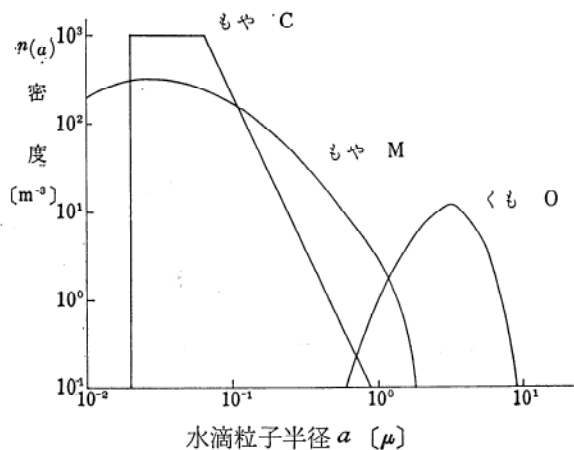


図3 大気中の水滴粒子分布函数モデル

表1 種々の 全散乱断面積 / 後方散乱断面積

粒子モデル	Rayleigh 散乱粒子	雲	大陸性もや	海洋性もや
$\bar{\alpha}$	$\frac{8}{3}\pi$	21.2	39.0	45.2

布といわれ、典型的な大陸性もやである。もやMは海洋性の粒子分布である。くもOは高度230~2100mの積雲に対応している。第2図と第3図とを使って

$$\bar{\alpha} = 1/N \int_0^\infty n(a)\alpha(a)da$$

から $\bar{\alpha}$ を計算した結果を示すと第1表のようになる。この $\bar{\alpha}$ を(3)式の $\alpha(r)$ に入れて、散乱断面積を計算することが出来る。

後章で述べるように電子計算機による逐次計算を導入する方法を考案したので上述のような $\bar{\alpha}$ に対する近似は今後不必要となった。

§3 光の散乱および吸収

電磁波が媒質中を伝播する時、その媒質中の粒子により電磁波の減衰が起る。

3.1 散乱

散乱断面積は波長と粒子径によって異なる。自由電子による散乱を Thomson 散乱というが、下層大気中のレーダーの分野では対象にならない。気体分子の直径は一般に光の波長より短かく分子の一様分極が散乱に寄与する。この散乱を Rayleigh 散乱という。大気中の水滴、ダストのように光の波長より大なる物体からの散乱は Mie 散乱である。

(1) Rayleigh 散乱³⁾

入射光 \vec{E}_0 が周波数 ω の正弦振動をする平面波とすれば誘起する双極子も正弦振動をし、 $\vec{P}e^{j\omega t}$ となる。

ただし $\vec{P} = \epsilon \vec{E}_0$, $\epsilon =$ 分極率

電磁波の輻射の理論により、第4図において、Q点での $\vec{P}e^{j\omega t}$ による電界の大きさは、 r が波長 λ に比べて十分大きいところでは

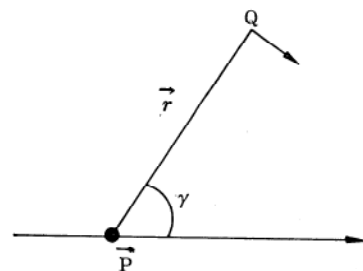


図4

$$\vec{E} = \frac{k^2 P \sin \gamma}{r} e^{ikr} \quad (4)$$

で与えられ、その振動方向は \vec{r} に垂直である。入射光および散乱光強度はそれぞれ Gauss 単位系で

$$I_0 = \frac{c}{8\pi} |E_0|^2, I = \frac{c}{8\pi} |E|^2 \quad (5)$$

であるから、(4)式の散乱光強度を、この粒子をつつむ球面全体で積分したときの Power は

$$I = 1/3 k^4 c |P|^2 \quad (6)$$

(6)式を I_0 で割り、全散乱断面積を求めると

$$\sigma_T = 8/3 \pi k^4 |\epsilon|^2 \quad (7)$$

ここで $k = \frac{1}{\lambda}, \epsilon = \frac{n^2 - 1}{4\pi N}$ を代入すると

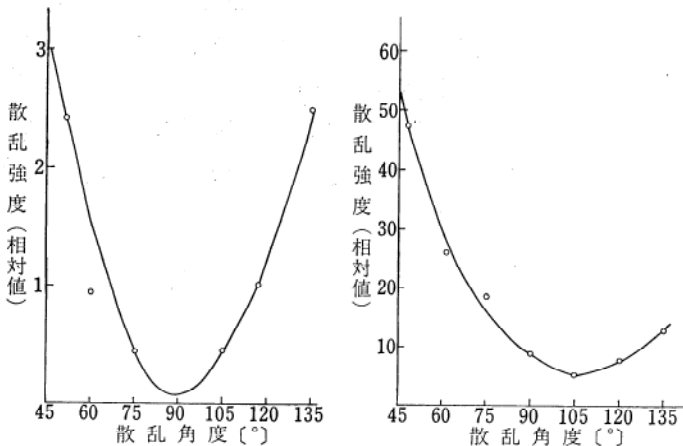
$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{4\pi N} \right)^2 \quad (8)$$

となる。ここに n は屈折率、 N は粒子密度である。自然光に対する Rayleigh 散乱微分断面積は

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{2\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{4\pi N} \right)^2 \sin^2 \theta d\Omega \quad (9)$$

θ は散乱角で入射ビームと観測方向とのなす角度である。(4)式の γ と θ との間には、散乱面に関して垂直な偏光では、 $\gamma = 90^\circ$ 、平行な場合には、 $\gamma = 90^\circ - \theta$ になる。このように Rayleigh 散乱断面積は λ^4 に逆比例し、波長が短いほど強く散乱されることになる。また入射光の方向と観測方向によって定まる平面に垂直な光の電界ベクトルを \vec{E}_1 、平行な電界ベクトルを \vec{E}_2 とすれば

$$d\sigma = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{N} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) d\Omega \quad (10)$$



(a) 1 気圧 N_2 ガスの散乱強度の角度分布 (b) 室内空気の散乱強度の角度分布

図5 レーリー散乱

となり、 \vec{E}_1 による光の散乱断面積は角度に依存せず、 \vec{E}_2 によるものは $\cos^2 \theta$ の特性がある。実験室内における散乱実験で、 \vec{E}_2 偏光を用いると、第5図(a), (b)に示すようになった²⁾。図(a)は1気圧窒素による散乱で理論通りであるが、図(b)は室内空気による結果であって、前方散乱が強く、ダストによる後述の Mie 散乱の影響が出ている。各種気体の Rayleigh 散乱断面積を第2表に与える。

表2 レーリー散乱断面積の実験値と計算値

気体	Ne	Ar	Xe	O ₂	N ₂	空気	CO ₂
$\sigma (\times 10^{-2})$							
実験値	0.047	0.834	5.71	0.90	1.04	1.03	2.76
理論値	0.027	0.47	2.88				

(2) Mie 散乱¹⁰⁾

散乱粒子の大きさが $2\pi a/\lambda \geq 1/10$ 位になると、Rayleigh 散乱は成立しなくなり、非常に複雑な特性を示すようになる、角度依存性があり粒子半径 a 、波長、屈折率の関数になる。第6図に $\sigma/\pi a^2$ と $2\pi a/\lambda$ の関係を示す。 $a/\lambda = 0.1$ 以下では断面積は波長の増大と共に λ^{-4} で減

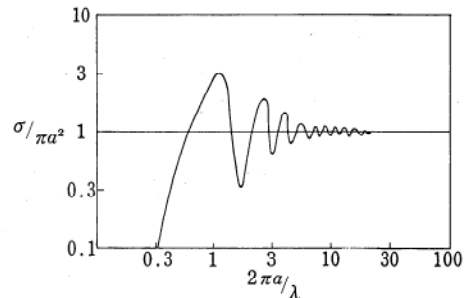


図6 Mie 散乱断面積 σ (粒子径の波長 λ)

衰する。 $a/\lambda = 10$ 以上では断面積の変化は1%以内であって、実効的に波長に対して独立である。この中間領域では振動的に変化し、ピークでは粒子面積の3倍以上にもなるし、谷では30%位に低下する。

3.2 吸収

大気中の粒子、すなわち水蒸気、酸素、窒素、炭酸ガスなどによる吸収は晴天時にも存在し、これに大気汚染による吸収が加わってくる。大気において、吸収を厳密に決めることは困難である。湿度66%、大気中16.25 μ mの距離における伝播実験によると、ルビーレーザー光(6943Å)に対して透過率は約40%になっている。大気にお

る吸収を厳密に決めることは散乱断面積の絶対値の測定にせひ必要なことである。

§ 4 レーザーレーダー装置と実験方法

4.1 レーザーレーダー装置

第7図はレーザーレーダーの実験装置の写真及び概略図である。図に示すように、レーザーレーダーは、Qスイッチレーザー、送信用および受信用光学系、光検出部より構成されている。その内容を次に示す。

(a) ルビーロッド

10⁶×100mm, C軸に90° 片面誘電体多層膜 (反射率90%)

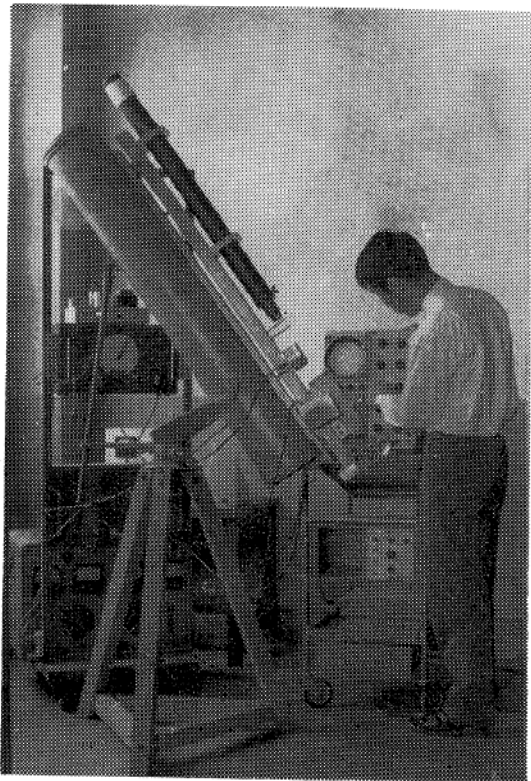


図7 (a) レーザーレーダ

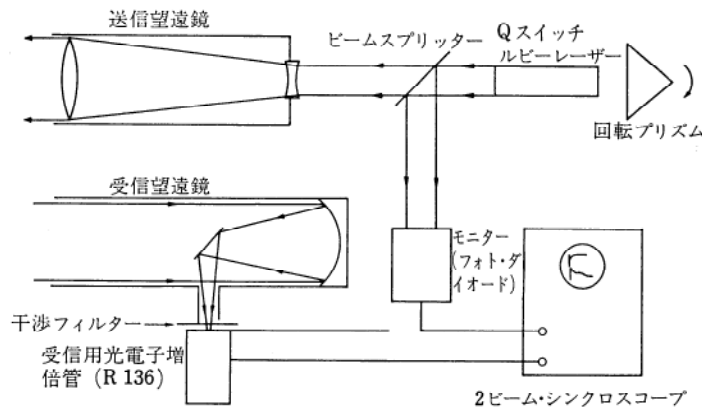


図7 (b) レーザーレーダの概略図

(b) レーザーポンピング用 X_e ランプ
36⁶×110mm (スパイラル型) 最大使用電圧 5000V
最大入力 5KJ

(c) Qスイッチ用回転プリズムおよび駆動モーター
プリズム: 全反射型

駆動用モーター: 同期電動機 400rps

(d) 送出コリメーター

焦点距離 500mm (対物レンズ)

50mm (対眼レンズ)

倍率10倍, 対物レンズ有効径 100mm

(e) 受光望遠鏡 (反射型)

主鏡焦点距離 1300mm, 有効径 150⁶mm

倍率 98倍, SN改善用マスク絞りを設定する。

(f) 受光用R-136光電子増倍管

特殊感光面

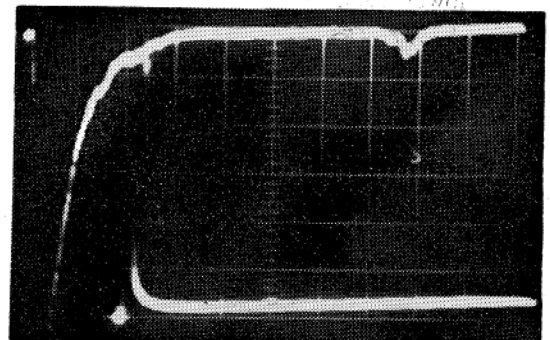
(g) 干渉フィルター

中心波長 6943Å 半値巾 10Å

(h) モニター用ダイオード

SD-100フォトダイオード

4.2 実験方法



仰角21° 昭和42年9月15日 午前3時33分

天候 曇, 視界 3 km, 温度 25°,

風速 4.7m/s, 湿度 61%,

1目盛 2 μ s 上トレース 受信波形

下トレース 送出波形

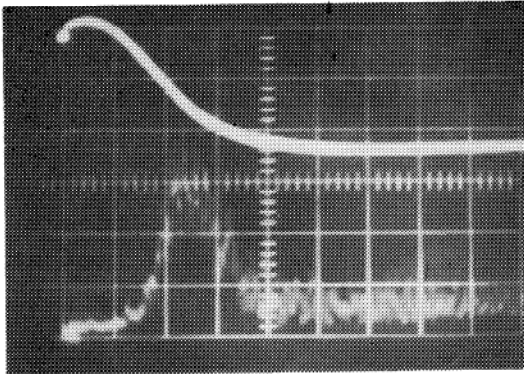
図8 レーザーエコー

先に述べたように散乱光を受信し、解折することによって、大気状況、汚染度、逆転層などの形状、分布、変化などの探知が可能である。レーザーレーダーの仰角を変化させ、レーザーパルスを送出し、後方散乱による受信パルスをシンクロスコープ上に画かせると、いろいろの高度にわたって大気構造を測定出来る。受信波形の1例を第8図に示す。受信波形の始めの部分はレーザー近傍の大気粒子による散乱による波形であり、距離 r の2乗に逆比例する減衰が認められる。次に現われる小さな肩は大気

中の粒子分布の不均一による異常散乱層の存在を示すもので、後の方のすどいピークは雲からの散乱光である。

この r^2 に逆比例するレーダー近況の信号をより見易くするため、光電子増倍管の感度を時間の2乗に比例して増大させ、レスポンスを均一化する試を実施した。このため光電子増倍管の第1ダイナードに印加する電圧を変化した。この時の受信波形を第9図に示す。

第10図はいろいろの仰角で射出した時のエコーを図に示したもので、大気層構造が明らかに認められる。現



upper beam ~ダイノード電圧
lower beam ~受信散乱波形
1目盛 1 μ s

図9 レーザエコー

在の装置の繰り返し時間間隔は空冷であるために4分ほどであるが、現在1秒の繰り返し時間が得られる水冷式レーザハウスを製作中であり、全天空に対して掃引できるようにし、実験を行う予定である。

§ 5 実験結果および検討

我々は四季を通して実験を行ない、四季、天候、時間の変化に対するデータを集積中であり、モデル実験も行なっている。今までに得られた結果の代表的なものを次に列挙する。

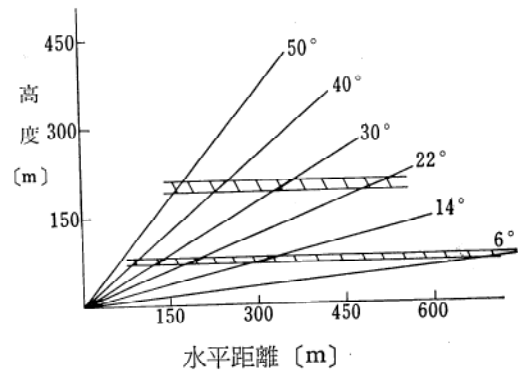
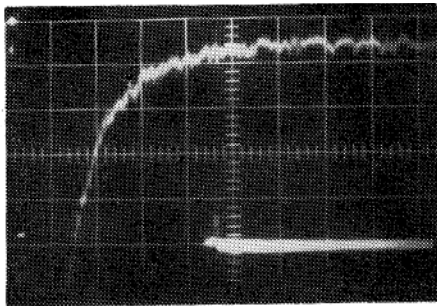
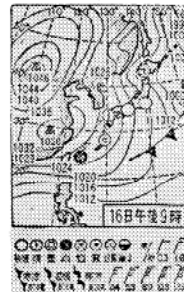


図10 大気層構造を示すエコー

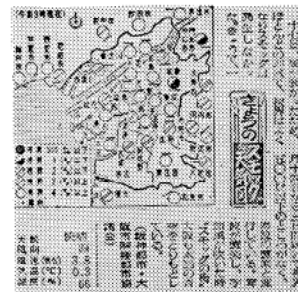


昭和42年1月16日午後9時23分
仰角3° 視界5km 1目盛 1 μ s

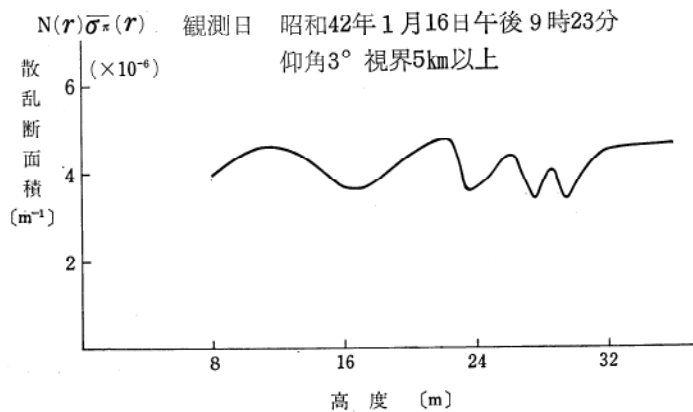
(a) 受信波形



(b) 天気図



(c) スモッグ天気図



(d) 散乱断面積の高度変化

図11 冬、視界良好時の例

5.1 冬のデータ

(a) 視界良好時の例 (視界 5 km 以上)

日時 昭和42年1月16日午後9時23分

気象 快晴, 無風, 温度11°C, 湿度49%, 気圧1028ミリ
 パール 月令5.4

受信波形, 散乱断面積, 天気図, スモッグ天気図をそれぞれ第11図(a), (b), (c), (d)に示す. 受信波形はほぼ時間の2乗(距離 r の2乗)に逆比例しており, この $1/r^2$ 曲線からはずれる異常散乱は見当らなかった. (b)の散乱断面積は高さに対してほぼ一様である. これらのことから観測方向に対して大気はほぼ一様で, しかも減衰の小さいことから, ダストおよび水滴のような浮遊粒子は非常に少ないことが推測される. 16日夜より17日朝まで視界は3 km 以上であり, その間大きな異常散乱は認められなかった.

(b) 視界3 km の例

日時 昭和42年1月19日午前1時35分

気象 快晴, 風速4 m, 温度4°C, 湿度82%, 気圧1024
 ミリパール 月令8.4

受信波形, 散乱断面積, 天気図, スモッグ天気図をそれぞれ第12図(a), (b), (c), (d)に示す. 受信波形(a)の始めの部分は $1/r^2$ からはずれ減衰が大きくなっており, しか

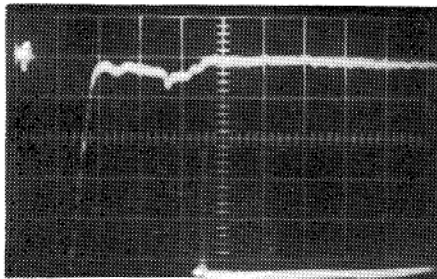
も大きな異常散乱が認められる. (b)図から分るように, 高度120m位にもやの二重層があることが分る. またもやの層はかなり長時間観測され, 方向および仰角を変えて測った結果, 水平層であることが分る. 1月19日スモッグ天気図(c)に示すように, 阪神地方は朝から風が比較的弱く, 各都市で濃厚なスモッグが発生し, 視界が非常に悪くなった. スモッグが発生するときには, 逆転層がある高度で長時間安定に存在することが分る.

(c) 視界悪い場合 (視界 2 km 以下)

日時 昭和42年1月27日午後10時6分

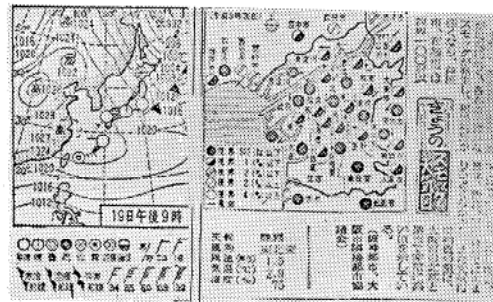
気象 曇, 煙霧, 温度2°C, 湿度75% 気圧1020ミリ
 パール 月令16.4

受信波形, 散乱断面積, 天気図, スモッグ天気図をそれぞれ第3図(a), (b), (c), (d)に示す. この場合の受信波形(a)は第11図の受信波形(a)に比べて光電子増倍管感度は先に比べ4倍, レーザ出力2倍であるのに, 散乱光の大きさは1/2程度で, しかも $1/r^2$ の曲線からはずれ, 減衰が大きくなっている. $2\mu s$ の所から急に散乱光が小さくなっているのは散乱断面積 $N(r)\sigma_{\pi}(r)$ が急に小さくなっているためであると考えられる. 24日から毎日, 濃いスモッグ状態が続いたが, 28日は朝から雨が降ったために数日来高

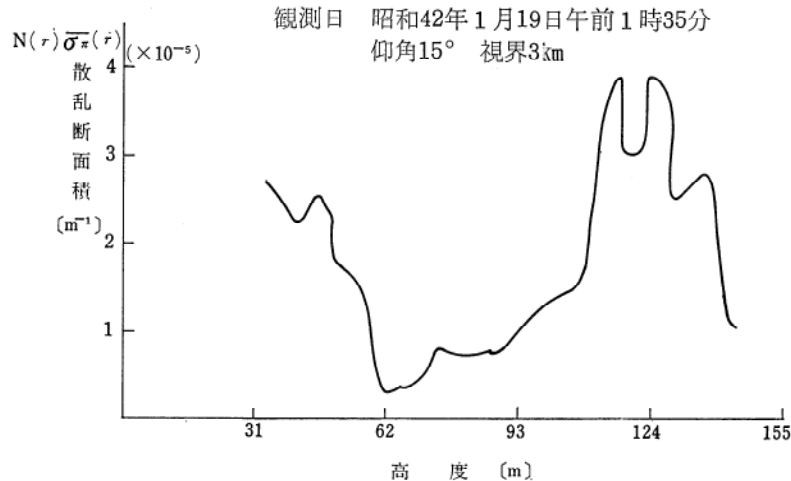


昭和42年1月19日午前1時35分
 仰角15° 視界3km 1目盛 1μs

(a) 受信波形

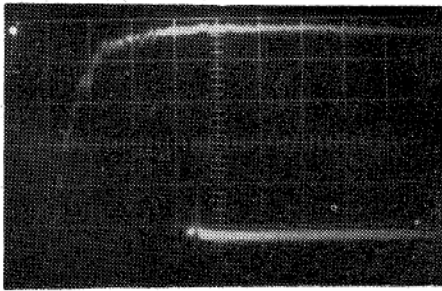


(b) 天気図 (c) スモッグ天気図



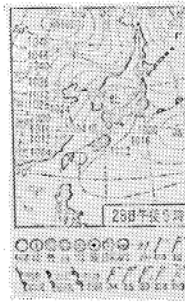
(d) 散乱断面積の高度変化

観測日 昭和42年1月19日午前1時35分
 仰角15° 視界3km

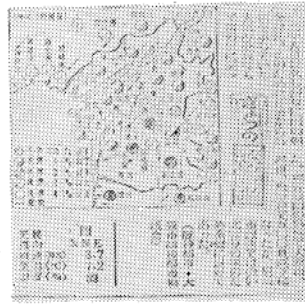


昭和42年1月27日午後10時6分
仰角6° 視界 2km以下 1目盛 1μs

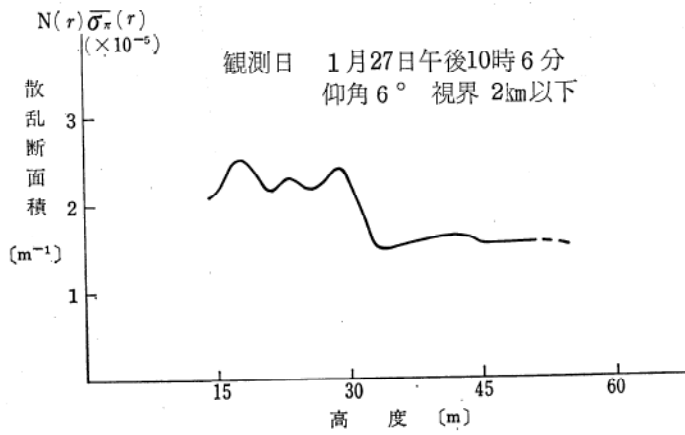
(a) 受信波形



(b) 天気図

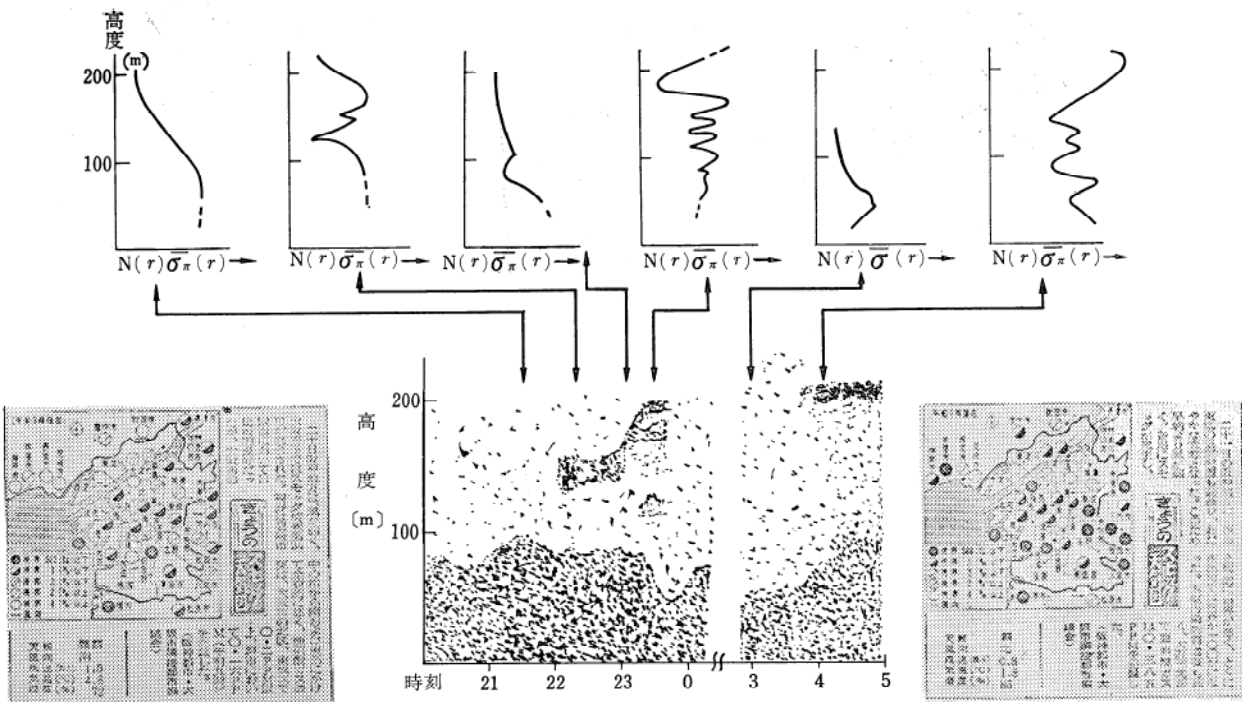


(c) スモッグ天気図



(d) 散乱断面積の高度変化

図13 視界不良時の例



(b) スモッグ天気図

(a) スモッグ層の時間変化

(b) スモッグ天気図

図14 冬のスモッグ層の時間変化

値を示した大気汚染度は平常値にもどっているようである。次に大気構造の時間的変動を示す。

(d) 逆転層形成の経過例

日時 昭和42年1月20日午後8時30分～21日午前4時59分
 気象 晴天，無風，温度8℃ 湿度71% 気圧1024ミリ
 パール 月令10.4（測定開始時視界3km，次第に視界低下）

1月20日午後8時40分より翌日午前4時59分までの連続した大気構造の時間的変化およびスモッグ天気図をそれぞれ第14図(a),(b)に示す。第14図(a)に示すように，9時30分位になるまでは，100m以下のところにスモッグが分布している。しかし10時ごろになると高さ100m以下の所だけでなく，高度130m位の所にも散乱層が形成された。

この逆転層は11時以後高度を上げ，200m位の所で濃い層を形成した。しかし11時45分頃に，この逆転層は消滅する。一方地表近くのスモッグは午後11時ころより高度100mから50mに高度を下げる。しかし午前0時過ぎより再び地表のスモッグは100mの所へ高度を上げた。21日午前3時20分頃に，スモッグが濃くなり始め，高度100m以下および高度200mの所に散乱層ができた。特に200m位の所に非常に濃いスモッグ層が形成されている。この部分が逆転層であり，この逆転層は時間とともに高さを変えているが，特に3時以後は高さ200m位の所にずっと固定している。空気による Rayleigh 全散乱断面 σ_A および1気圧の空気の粒子密度は求められており，それぞれ

$$N_A = 2.69 \times 10^{22} \text{ atom/m}^3$$

$$\sigma_A = 1.49 \times 10^{-31} \text{ m}^2$$

である。Rayleigh 散乱の全散乱断面積と後方散乱断面積との比は $8\pi/3$ であるから，後方散乱断面積 $\sigma_{\pi A}$ は

$$\sigma_{\pi A} = 1.78 \times 10^{-32} \text{ m}^2$$

となる。したがって，レーダー断面積 $N_A \sigma_{\pi A}$ は

$$N_A \sigma_{\pi A} = 4.80 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$$

となる。しかるに観測期間で $N(r)\bar{\sigma}_{\pi}(r)$ が $10^{-6} \sim 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ 程度であることは Rayleigh 散乱よりも Mie 散乱が主であることを示している。実際，視界が10km以上になることはめずらしく，特に夜間においては，放射逆転層の影響で，もやまたはスモッグが発生しやすく，これによる $N(r)\bar{\sigma}_{\pi}(r)$ の増大が考えられる。観測期間中，最も多く観測された現象は高度100m程度までの散乱が大で， $N(r)\bar{\sigma}_{\pi}(r)$ は 10^{-5} のオーダーであった。これより高度が高くなると急激に散乱が少なくなるか，または散乱の少ない層の上に第2の散乱層が出現する。この第2の層が出現した翌朝は，スモッグが発生している場合が多

い。逆転層以下では大気が安定しているために汚染の蓄積が顕著である。

5.2 夏の結果

夏は非常に視界が良く，大気構造は安定で，あまり大きな異常散乱は見られなかった。

(a) 大気構造の時間変化

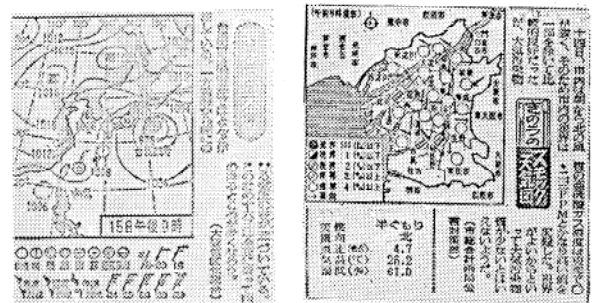
日時 昭和42年9月14日午後8時34分～9月15日午前4時18分
 気象 視界4km，快晴，温度26℃ 湿度61% 気圧1004ミリパール

レーザー散乱断面積の時間変動の1例と天気図，スモッグ天気図を第15図(a),(b),(c)に示す。図から分かるように散乱断面積に大きな変化はない。

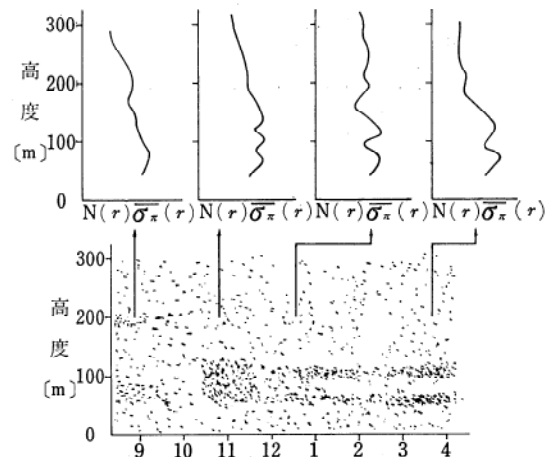
5.3 第16図は地上20mにおける上昇気流によるエコーを示したもので(a)は上昇気流のない時，(b)は毎秒10m程度の上昇気流のある場合であって，若干の風塵を含んでいるのではないと思われる。目視では全く気付かないが，鋭いエコーが出る。

§ 6 電子計算機による $N\bar{\sigma}_{\pi}, \alpha$ の解析

(1)式で表わされるレーザーレーダー方程式は未知測定

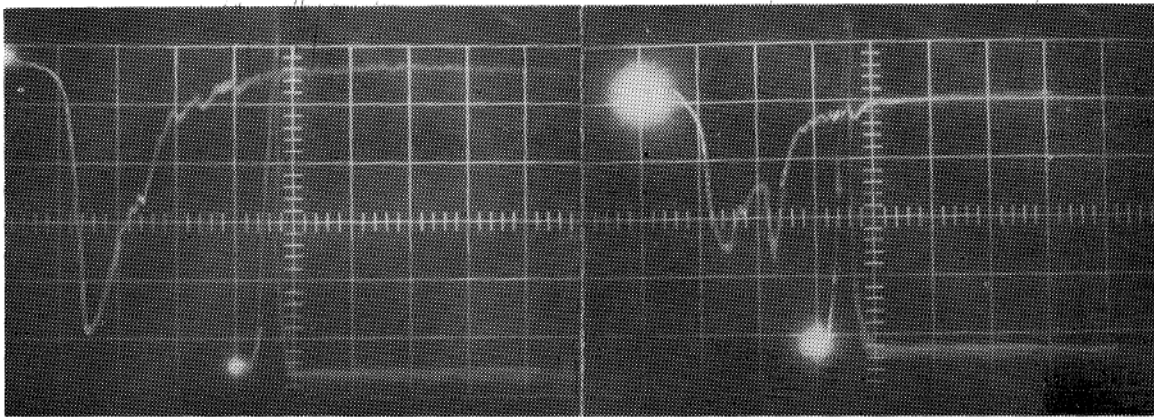


(a) 天気図 (b) スモッグ天気図



昭和42年9月14日午後8時20分より
 (c) 大気構造の時間変動

図15 夏の大气構造および天気図



(a) 上昇気流なし
1目盛 0.2μs 上のビーム エコー 下のビーム 送出パルス
(b) 上昇気流によるエコー

図16 上昇気流による散乱

量 $N\bar{\sigma}_\pi, \alpha$ を含んでいる。このため従来 α を仮定して、 $N\bar{\sigma}_\pi$ を求める方法がとられていた。この結果 $N\bar{\sigma}_\pi$ に大きな誤差を生じ、大気状態の正確な情報が得られなかった。筆者らはレーザーレーダーの分解能 R_0 (レーザービーム幅の $\frac{1}{2}$) を $2R_0$ に落すことにより、 $N\bar{\sigma}_\pi, \alpha$ を同時に算出する方法を開発した。大気状態の変動は特殊な場合を除き、ゆるやかであるため、この方法に大きな誤差が生じることはない。第17図に示す区間 $[R, R+2R_0]$ で $N\bar{\sigma}_\pi, \alpha$ を一定すると

$$P(R) = \frac{P_0 R_0 \eta_T \eta_R A_R}{R^2} N(R) \bar{\sigma}_\pi(R) \exp \left\{ -2 \int_0^R N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) \alpha(r) dr \right\} \quad (12)$$

図17 逐次計算法

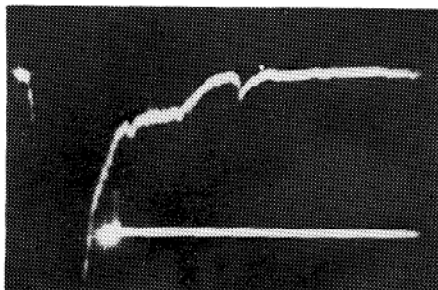
$$P(R+R_0) = \frac{P_0 R_0 \eta_T \eta_R A_R}{(R+R_0)^2} N(R) \bar{\sigma}_\pi(R) \exp \left\{ -2 \left(\int_0^R N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) \alpha(r) dr + N(R) \bar{\sigma}_\pi(R) \alpha(R) R_0 \right) \right\} \quad (13)$$

今 $R=R_1$ を小とすると、 $\exp \left\{ -2 \int_0^R N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) \alpha(r) dr \right\} \approx 1$ とおくことが出来て

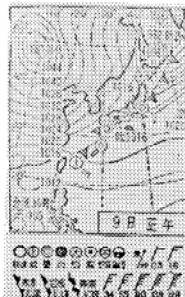
$$P(R_1) = \frac{P_0 R_0 \eta_T \eta_R A_R}{R_1^2} N(R_1) \bar{\sigma}_\pi(R_1) \quad (14)$$

$$P(R_1+R_0) = \frac{P_0 R_0 \eta_T \eta_R A_R}{(R_1+R_0)^2} N(R_1) \bar{\sigma}_\pi(R_1) \exp \left\{ -2N(R_1) \bar{\sigma}_\pi(R_1) \alpha(R_1) R_0 \right\} \quad (15)$$

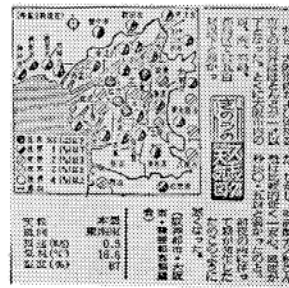
(14式より $N(R_1) \bar{\sigma}_\pi(R_1)$ が算出され、以下この方法を用いて、(15式より、 $\alpha(R_1)$ が算出され、以下この方法を繰返すことにより $N\bar{\sigma}_\pi, \alpha$ の変動が算出される。計測例として秋のデータを用いることにする。第18(a)図は受信信号の波形で(b)、(c)は天気図およびスモッグ天気図である。上の方法で算出した $N\bar{\sigma}_\pi, \alpha$ の1例を第19図、20図に示す。波形と $N\bar{\sigma}_\pi$ との対応が良い。又 α は図より分かるように非常に変化している。この $N\bar{\sigma}_\pi, \alpha$ の値より



観測日 昭和42年11月9日午後0時2分
仰角35° 視界3km 1目盛 1μs
(a) 受信波形



(b) 天気図



(c) スモッグ天気図

図18 秋の大気エコー及び天気図

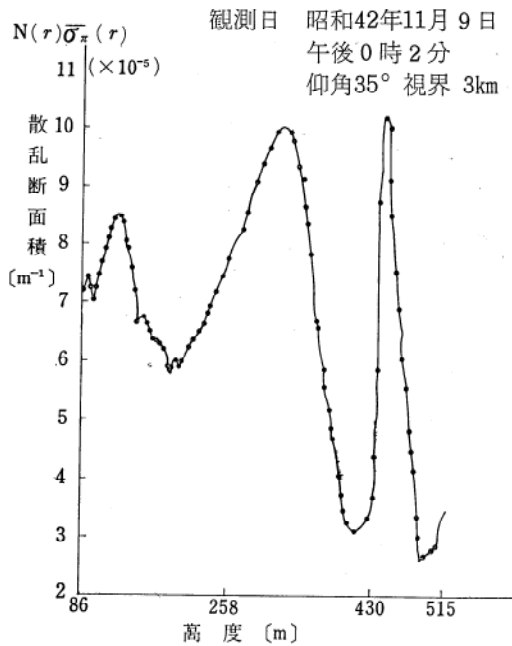


図19 散乱断面積の高度変化
(電子計算機による結果)

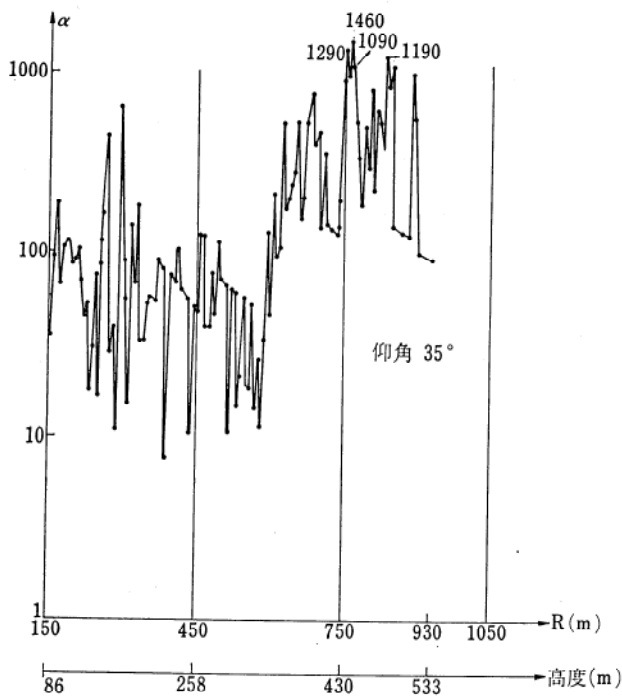


図20 α 計算値

散乱体の種類が略判別できる。現在ルビーレーザー光（6943Å）ガラスレーザー光（1.06μ）を同時に送出し、散乱断面積、吸収係数の波長依存性より正確な大気状態決定法を準備している。

§ 7 結 論

Qスイッチルビーレーザーを用いた大気観測用レーダーを開発し、その性能が大気汚染測定にきわめて有効であることを実証した。特にレーダー断面積 $n\sigma$ を減光係数 α と同時に算出する方式を考案したので、いろいろの大気状態で逆転層密度を正しく評価することが出来るようになった。

四季を通じ、天候の変化に応じ、目下データを集積中である。

冬季は逆転層の形成がよく現われるが、その時間的変動がきわめて正確に捕捉され、スモッグに関する予報を出すことが出来る。又局地的な天候の変動を知ることも可能である。

夏季は気象上、大気構造が、安定で、異常散乱による層の検出は時間変動が少ないことを示している。

水蒸気、晴天乱流の検知が容易であることをモデル実験でたしかめた。

目下2光線型のレーザーレーダ、大出力上層大気観測用レーザーレーダー、共鳴散乱によるイオン層観測用レーザーレーダー等を研究開発中である。

終りに本研究に協力された早川電機株式会社中央研究所馬場幸三郎、中村功、森久光雄の各氏、並びに助成を受けた文部省科学研究費（特定研究）および武田科学振興財団に感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 村永考次：エレクトロニクス，11 1274 (1965)
- 2) C. Yamanaka, M. Yokoyama et al: Technology Report of Osaka University 16, 233 (1965)
- 3) Van de Hulst: "Light Scattering by Small Particles.", 1957, John Wiley.
- 4) 中塚 山中ほか：昭和41年電気学会連合大会
- 5) 中塚 山中：昭和41年物理応物理連合講演会
- 6) 稲場 小林ほか：昭和41年電気通信学会
- 7) 山中ほか：昭和40年電気関係関西支部大会
- 8) 中塚 山中：応物誌 35, 507 (1966)
- 9) H. Hodara: Proc of the IEEE 54, 368 (1966)
- 10) Twomey, App. Opt. 4, 501