

ロケット搭載レーザーレーダによるエアゾルの観測*

中井貞雄**・今川哲夫**・檜原俊昭**
山中千代衛**・井沢靖和†

Observation of Aerosol in Upper Atmosphere by Laser Rader Boarded on Rocket

By

Sadao NAKAI, Tetsuo IMAGAWA, Toshiaki KASHIHARA, Chiyoe YAMANAKA
and Yusukaze IZAWA

Abstract: The laser radar system which can be loaded on rocket has been developed, and applied for the measurements of aerosol in upper atmosphere.

The laser light was emitted from and the scattered light from surroundings was detected by the system which was loaded on rocket. Four GaAs semiconductor lasers, which were cooled to the liquid N₂ temperature, could emit about 40 peak watt, 10⁻³ duty cycle pulse laser light at 8,570 Å. The scattered light was detected by N₂ cooled photomultiplier in a phase sensitive photon counting system. The rocket observation experiment was performed at 21.00 on 3rd, Sept. 1971 by using L-3H-7 rocket which was launched from Kagoshima Rocket Center. The results are shown in Fig. 6.

As the ascent of the rocket the decrease of scattering intensity was observed. This might correspond to the decrease of atmospheric density. At the altitude of 90 km and 110 km, scattering layers were clearly observed. These layers must have some relations to the appearance of Noctilucent Clouds. At very high altitude, higher than 250 km, two scattering layer were observed on both trajectories of ascent and descent.

The existense of such layers has not been expected. Farther experiments are need to get more precise results.

1. ま え が き

半導体レーザを光源とするレーザーレーダをロケットに搭載し、エアゾルの観測を実施した。これはロケット搭載レーザより射出したレーザ光のエアゾルによる散乱光を、同じく搭

* 宇宙研特別事業費による論文

** 大阪大・工学部

† 大阪府工業奨励館

載光倍管により高感度に受光し、散乱強度および散乱断面積を測定することにより、エアゾルの状態および粒子密度分布を求めるものである。このためまず地上予備実験により搭載レーザの開発、同期光電子計数計測法による微弱光検出技術の確立、信号処理方式の開発などを行ない、ロケット搭載装置製作の基礎実験を行なった。これらの技術、資料にもとづき、第 1 号搭載装置が製作され、その第 1 回ロケット観測実験は 1970 年 9 月 19 日、20 時 30 分に内之浦より発射された L-3 H-5 号機のブースタに搭載されて行なわれた。この経験にもとづき、若干の改良を施した第 2 号機は 1971 年 9 月 3 日、21 時に同じく内之浦より L-3 H-7 号機に搭載され、第 2 回観測実験が行なわれた。第 1 回は上昇時のみ、第 2 回は上昇、下降時とも装置は正常に動作し、観測は成功した。

超高層における浮遊微粒子に起因する最も顕著な現象は夜光雲である [1]。これの観測は、これまでほとんど地上からの光学観測によるのみであり、高度、層の厚さなどについて若干知られているのみで、夜光雲の成因、構成微粒子については推測の域を出ていない。地上からの観測によれば高度 70 km から 100 km あたりに存在し、この領域は大気球および人工衛星による観測の谷間にあたり、観測ロケットによる直接計測が重要となる。

超高層におけるエアゾルの観測方法としてはこれまで、①飛しょう体による直接採集 [2] [3] [4]、②マイクロホン、薄膜検知器などの物理計測器によるロケット搭載観測 [5] [6]、③地上からのレーザレーダによる方法 [7] [8] [9] [10]、などが用いられている。①の方法は最も直接的ではあるがロケットの回収が必要であり、氷滴のような採集後形態の変化するものには適さずかつ高度分解して採集するのがむずかしい。②の方法では、これまで広く用いられてきたマイクロホン法によるデータは上昇に伴う温度変化により発生するノイズではないかとされ [11]、全面的に検討され直さなくてはならない。薄膜検知器など新しい方法が開発され、観測が実施されつつある [5]。③の方法は定常観測を行なえる利点があり、近年盛んに開発されている。しかし現在までのところ地上 100 km が限度であり、それ以上の高度からの微少散乱光を地上で観測するにはいたっていない。筆者らの開発した搭載レーザレーダによる方法は、このような制限がなく他の方法による観測結果と相まってエアゾルによる光散乱強度の高度分布、粒径、粒子密度分布などに関する、広範な高度にわたる情報がえられるものである。この方法は、同調型色素レーザなど、新しい搭載レーザの開発により、微量化学組成の定量観測に応用しうるものであり [12]、ロケット観測技術としては重要なものである。

2. 測定原理

2.1 ミー散乱

気体分子に電磁波が入射すると分子は分極され、双極子モーメントを持つ。この双極子による軸射現象をレーリ散乱と呼ぶ。散乱対象が微粒子となり、粒子径が入射光波長近く、あるいはそれ以上になると、散乱光強度の計算は複雑となる。この場合の散乱は Mel によって解かれ、ミー散乱と呼ばれている [13]。

波長 λ で直線偏光、単色の入射光が半径 a 、屈折率 m の球形粒子により散乱される場合、散乱光強度は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} I_r - \frac{|S_1(\theta)|^2}{k^2 R^2} I_{ir} \\ I_e - \frac{|S_2(\theta)|^2}{k^2 R^2} I_{ie} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに I_{ir} : 視平面に垂直な偏光の入射光
 I_{ie} : 視平面に平行な偏光の入射光
 I_r : 視平面に垂直な偏光の散乱光
 I_e : 視平面に平行な偏光の散乱光

であり、視平面は入射光線と散乱光測定点で作る平面であり、散乱角 θ は透過光方向より測定する。 $S_1(\theta), S_2(\theta)$ は Amplitude function と呼ばれる無次元の関数であり、 $|S_1(\theta)|^2/k^2$ は単位入射光束に対し θ 方向の単位立体角内に散乱される散乱光束を意味する。 $S_1(\theta), S_2(\theta)$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} S_1(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)\} \\ S_2(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{b_n \pi_n(\cos \theta) + a_n \tau_n(\cos \theta)\} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

a_n, b_n は θ に無関係であり $x = ka = 2\pi a/\lambda$, $y = mx$ の関数として

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{\psi_n'(y)\psi_n(x) - m\psi_n(y)\psi_n'(x)}{\psi_n'(y)\zeta_n(x) - m\psi_n(y)\zeta_n'(x)} \\ b_n &= \frac{m\psi_n'(y)\psi_n(x) - \psi_n(y)\psi_n'(x)}{m\psi_n'(y)\zeta_n(x) - \psi_n(y)\zeta_n'(x)} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

と書ける。ここに $\psi_n(x), \zeta_n(x)$ は Riccati-Bessel 関数であり、1種および2種の Bessel 関数 $J_{n+1/2}(x), H_n^{(2)+2/1}(x)$ を用いて

$$\left. \begin{aligned} \psi_n(x) &= \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(x) \\ \zeta_n(x) &= \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} H_n^{(2)+1/2}(x) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

と書ける。また π, τ は θ のみの関数で x, y には無関係であり、

$$\left. \begin{aligned} \pi_n(\cos \theta) &= \frac{P_n'(\cos \theta)}{\sin \theta} \\ \tau_n(\cos \theta) &= \frac{dP_n'(\cos \theta)}{d\theta} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

である。ここに $P_n'(\cos \theta)$ は Associated Legendre 関数である。

上記(1)~(5)式により、入射光波長、粒径、屈折率を与えると、各方向への散乱光強度が求められる。計算は複雑であるが近年電子計算機の普及により種々の場合について計算結果が報告されている。筆者らの行なった種々の粒径、屈折率に対する後方散乱強度の計算結果を第1図に示す。実際の散乱対象は上記理論で仮定したような球形であることは少なく、またエアゾルのような場合屈折率も正確には与えられていない。これらのあいまいさが、観測結果の定量的な解折に際して不確定さをもたらす。しかし今後他の観測結果をも合

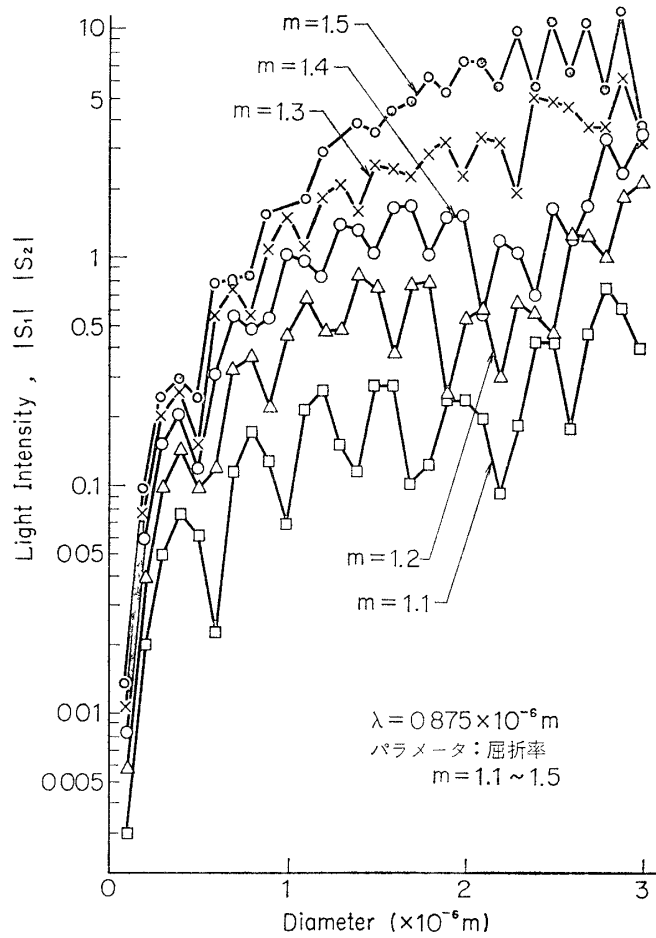


図 1 後方散乱強度 (計算値)

せ考慮することにより，粒子密度，粒径などに関する高度変化を定量的に求めることが可能となる。

2.2 レーザレーダ方程式

送出レーザ光パワーと受信パワーとの関係を与えるレーザレーダ方程式は次式のようになる [14].

$$P_r(R) = P_t K \beta(R) A R^{-2} \exp\left[-2 \int_0^R \rho(r) dr\right] \Delta R \quad (6)$$

ここに P_r はある時刻における受信パワーであり， P_t は t_0 における送出パワーである。 ΔR は空間的レーザパルス長であり ($\Delta R = c\tau/2$, τ : レーザパルス時間幅, c : 光速) 時間 t に同時に受信される距離とみなせる。 β は体積散乱係数 ($\beta = N\sigma$ ($\text{cm}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$), N : 粒子数, σ : 散乱断面積) R は散乱場所までの距離 ($R = c(t - t_0)/2$, t_0 : レーザ送出時刻), ρ は体積減衰係数 (cm^{-1}), A は受光面積, K は送受信系の効率である。高層では体積減衰係数は無視できるから，距離 R_1 から R_2 までの全散乱光を受光するとすると，送出パワーと受光パワーの比は

$$\frac{P_r}{P_t} = \int_{R_1}^{R_2} \frac{KA\beta}{R^2} dR \quad (7)$$

で与えられる。実際の測定においては距離 R_1, R_2 は受光系のゲートによりきまり、 K, A は送受光系の形状と構造より計算しうる。したがって P_r/P_t を測定することにより $\beta = N\sigma$ を求めることができる。ただしこの式からわかるように、単一波長を用いた1方向からの散乱光受信では $N\sigma$ の積として測定される。波長の異なる二つの光ビームを用いて散乱断面積 σ の波長依存性を利用するか、微分散乱断面積の角度分布の波長依存性を用いる [15] ことにより、 N と σ とを分離して測定することができる。さらに σ が大きくなった場合には各散乱粒子からの散乱光強度のパルス高分析により σ の分布を求めることができる。これより粒子密度のみならず、粒径分布を求めることも可能である。

2.3 同期光電子計数計測法

微小光検出方法として種々の手法が提案され、その得失が論じられている。ロケット搭載による超高層観測のような予期せぬ外乱の存在する場合に、外乱に対する測定精度の安定性などに着目すると、本同期光電子計数法が秀れている [16]。これはパルス変調された送信光にあわせた同期計数を行ない時定常ランダムな雑音計数を引きさることにより S/N 比を改善するものである。原理を第2図に示す。散乱光受信時の光倍管の出力パルスは、受信光による光電子とノイズよりなる。他方散乱光の入射しない時間では出力パルスはノイズのみである。ノイズは背景光による光電子および光電面、ダイノードからの熱放出電子（暗電流成分）による。受信光による光電子パルスの平均頻度を f_s 、ノイズパルスのそれを f_n とすると、これらを時間 T のあいだ計数し、両計数値の差をとると、受信散乱光に対する計数値として

$$N_s = f_s \eta T \quad (8)$$

を得る。ここに $\eta (= \tau/t_0)$ は計数時間 τ の周期 t_0 に対する比である。他方カウンターへの全入力は

$$N_s + 2N_n = [(2f_n + f_s)\eta T] \quad (9)$$

であり、計数値の分散 v は

$$v = [(2f_n + f_s)\eta T]^{1/2} \quad (10)$$

となり S/N 比は

$$N_s/v = \frac{f_s(\eta T)^{1/2}}{(2f_n + f_s)^{1/2}} \quad (11)$$

となる。これより η および T を大きくすることにより S/N 比は改善される。しかし、 T を

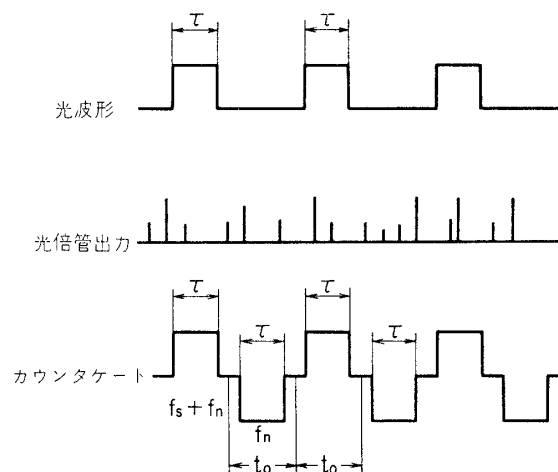


図2 同期光電子計数法の原理

大きくすることは、ロケットの上昇により空間分解を悪くすることになり、また η はレーザーのパルス動作特性により決まる。本実験では T を 0.5 秒、 η を 10^{-3} に選んだ。

3. 観測装置および動作

観測装置の構成を第 3 図に示す。全体の測定系はその動作より三つの部分よりなる。すなわちレーザー光送出系 散乱光検出系、信号処理系である。

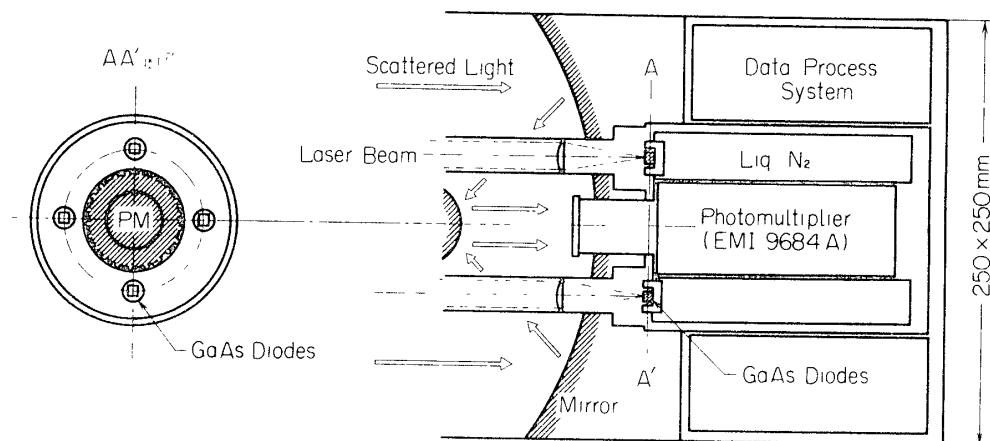


図 3 観測装置の構成

3.1 レーザ光送出系

GaAs 半導体レーザーをパルス幅 $1\mu\text{sec}$ 、繰返し 1kHz で動作させた、それぞれのレーザー素子は独立の駆動電源により、同時に発光する。レーザー素子は直径 8mm の銅ブロックにマウントし、液体窒素タンクの前面の壁にねじ込み式で装着し、冷却した。この構造で、ピークパワーは 1 素子あたり 10ワット で、デューティサイクルを 10^{-3} 以上にするとパワーは減少する。これは冷却能率による制限と思われる。発光波長は素子の製造過程および動作時の冷却温度により異なり、本装置での動作時に $8,570\text{\AA}$ であった。ビームの拡がりは、発光面に直角、平行の方向により異なり $5\sim 15^\circ$ であった。これをレンズにより収束し平行ビームとした。ビームは装置内での迷光を減ずるため $10\text{mm}\phi$ の金属パイプで導かれ、ロケット機軸に直角に射出された。

3.2 散乱光検出系

エアゾルによる後方散乱光は直径 250mm のカセグレン型集光鏡で光倍管に導かれている。光倍管は S1 感度の EMI 9684 A を用い、第 3 図に示すように、暗電流を減ずるため液体窒素で冷却されている。夜光、星光などの外来光除光のため狭帯域干渉フィルタを光倍管前面に用いた。干渉フィルタの透過波長は用いたレーザー素子の発振波長に合わせた。反射鏡は真ちゅうベースの上にクロムメッキがほどこされており、鏡軸に対し 5° 以内の入射光は光倍管感光面に入射する。上記カセグレン型集光鏡以下装置全体は $250\times 250\times 270\text{mm}$ のアルミ製筐体に入れ、 $250\times 250\text{mm}$ のロケット機壁にあいた窓より機軸に直角に外方を向いて装着されている。低高度での風圧、まさつなどより本体を保護するため、脱着装置付の

パイレックス窓がとりつけられ、低高度ではこの窓ごしに観測を行ない、発射後103秒（メイン切放し後4秒）で、この窓はタイマ信号に同期してとりはずし、以後は直接集光鏡を露出して観測を続けた。パイレックス窓板には直径15mmの穴があけてあり、レーザー光はこの穴を通して外部へ射出され、迷光を少なくしている。

装置本体の写真を第4図に示す。右側の部分が信号処理のための電子回路部であり、左側中央に光倍管への入射口、その回りに4本のレーザー光送出パイプがみえる。左側上部のラセン管は液体窒素注入排出口である。

3.3 信号処理系

観測装置の電気回路ブロック図を第5図に示す。1kHzのマスタークロックパルスに適宜カウントダウンおよび遅延させて動作タイミングパルスを得ている。

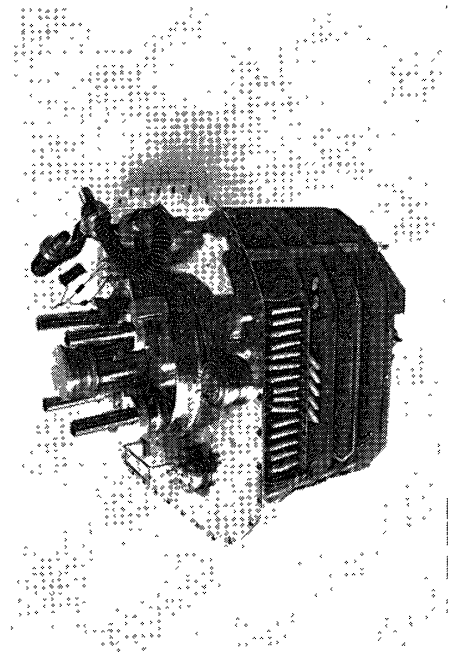


図4 観測装置本体

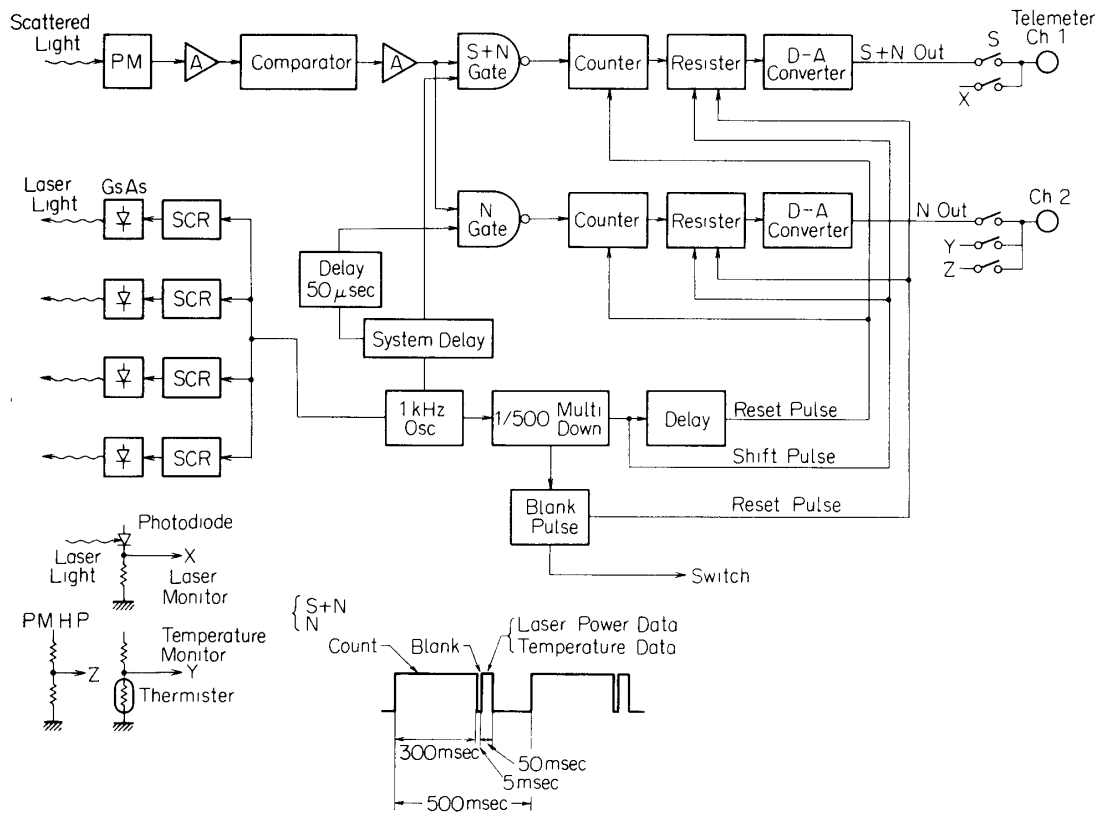


図5 Schematic Diagram of Rocket Loaded AZL System

まず SCR をスイッチング素子として用い、マスターパルスに同期して 1 kHz で GaAs 半導体レーザを動作させる。これのエアゾルによる散乱光が光倍管に受光される時期に同期して図中 (S+N) Gate を開閉する。この同期を完全にするため可変のシステム遅延回路を入れ、SCR およびレーザの動作遅れを補償している。これより 50 μ sec 遅れたタイミングパルスにより (N) gate を開閉する。それぞれの gate を通過してきたパルスは 0.5 秒間カウントし、DA コンバータにより 1~100 カウントを 0~5 ボルトに変換し、テレメータにより地上に伝送する。両信号の差をとることにより、両方に共通に含まれるノイズ成分を引きさり、信号成分のみを取り出す。これと同時にテレメータに送る出力端切換えにより、第 5 図に示されているように、レーザ光出力、液体窒素冷却温度、光倍管印加電圧をモニターしている。

4. 観測結果および解析

第 1 号観測装置を搭載した観測ロケット L-3 H-5 号機は 1970 年 9 月 19 日 20 時 30 分に内之浦の東京大学宇宙空間観測所より打上げられた。本観測装置の積込まれた第 2 段 (ブースタ) は発射後 320 秒後に最高々度 335 km に達した。クライオスタットの液体窒素保持時間は、発射直前の実測では 42 分であった。このため液体窒素補給は角度セット直前、発射前 36 分まで行なった。これより予期されたごとく、本装置は発射後 335 秒まで正常に動作し、その後動作を停止した。この観測実験により搭載レーザレーダ装置の問題点が種々明らかとなった。

第 2 号観測装置は、観測ロケット L-3 H-7 号機ブースタに搭載され、1971 年 9 月 3 日 21 時 00 分に、同じく内之浦より発射された。1 号機の経験にかんがみ、2 号機ではクライオスタットの改良を行ない、液体窒素保持時間を長くした。このため第 2 回観測では発射後大気圏再突入によるテレメータ送信停止まで装置は完全に動作し、観測に成功した。

得られたデータより (7) 式を用いて $N\sigma$ の高度分布を求めることができる。いま Ch 1 (S+N) の出力を X_1 、Ch 2 (N) の出力を X_2 (Volt) とすると受信パワー P_r (Watt) は

$$P_r = \frac{100}{500} \frac{(X_1 - X_2) h\nu}{5} \times 10^{-6} \eta$$

となる。ここに $h\nu$ はレーザ光の光子エネルギー、 η は光倍管光電面の量子効率であり、用いた光倍管 (EMI 9684 A) では 0.37% が与えられている。さらにレーザ光波形を 1 μ sec 幅の短形波と近似している。(7) 式中の受光面積 A は、カセグレン型集光鏡の副鏡支持アーム、レーザ光射出口などを差し引くと 290 cm²、送受信系効率 (レーザ光集光レンズの表面反射、集光鏡での 2 回反射、フィルタの透過率を考慮すると約 15%) となる。これらの数値を用い、得られたデータより $N\sigma$ を算出した結果を第 6 図に示す。第 6 図左端は上昇時、右端は下降時の観測値 ($N\sigma$) をプロットしたものである。中央に測定器が飛行した高度時間軌跡を描き、これにそえ、ロケット動作のタイムシーケンスを記入してある。地上での投光器その他の入射光による光倍管の劣化を防ぐため発射 5 秒後に光倍管高電圧を印加し (HP_{on})、パイレックス窓を通して観測を開始した。初段燃焼終了 (B₁ b₀) 28 秒、初段、2 段切放し (B₁ sep) 33.85 秒、スピンドモータ点火 (S_{pg}) は 34.35 秒で、1~2 秒燃焼は持続した。その後

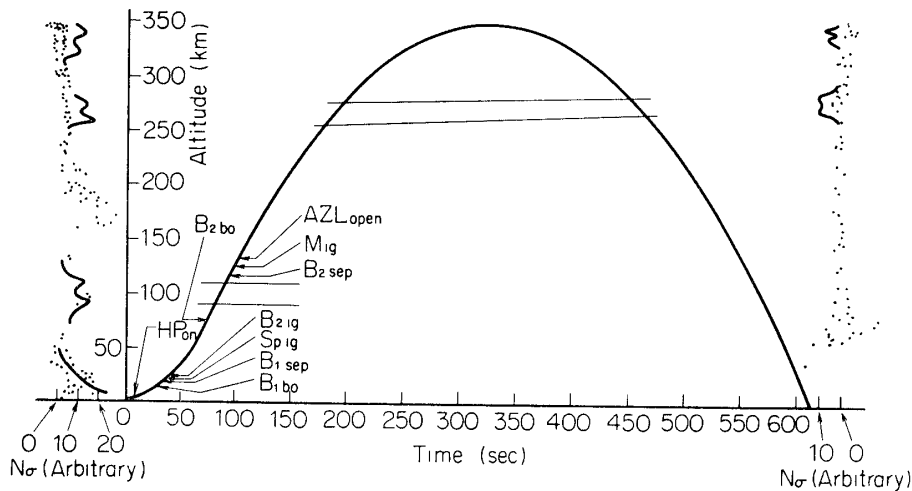


図 6 散乱強度の高度分布

37.75 秒に 2 段点火 (B_{2ig}), 75.4 秒燃焼終了 (B_{2bo}) 2 段と 3 段の切放し (B_{2sep}) は 94.35 秒, 3 段 (メイン) 点火 (M_{ig}) は 100.05 秒, その後メインの噴煙に測定器がさらされないよう配慮をし, 104.35 秒にパイレックス窓を脱着装置によりとりはずし (AZL_{open}) 集光鏡を露出して観測を続けた. 窓とりはずしのさい射出レーザー光が飛びさる窓材に反射され, 光倍管を劣化させるのを防ぐため, 開窓時に同期して 3 秒間高電圧をオフした. 高度 55 km~65 km に原因不明の強いノイズが共載の他の測定器ともに入り, この区間は測定値の読み取り不可能であった.

測定結果より, 大気圏では散乱強度は上昇とともに減少し, さらに高々度になると 90 km と 110 km 付近にダブルピークをもつ散乱層の存在が見られる. 150 km から 200 km にかけての大きな散乱強度はメインの噴煙の影響および光倍管高電圧オフ後の光倍管ノイズレベルの乱れによるものと考えられる. さらに高々度の 255 km~275 km, 320 km~340 km 付近にも散乱光がみられる. これは上昇時および下降時ともほぼ対応した位置に観測されている.

高度 50 km までの上昇にともなう散乱強度の減少は, 大気密度の減少にほぼ比例しており, これは地球大気構成ガス分子によるレーリ散乱によるものと考えられる. 大気密度の高度分布はよく知られており, かつ O_2 , N_2 のレーリ散乱断面積は実験室において測定されているから, この領域での観測値は測定器の絶対校正値として用いることができる.

高度 90~110 km での散乱層は, 夜光雲の原因と考えられるエアゾルによるものであろう. 高度はこれまでの夜光雲の観測結果 (70~100 km, 平均 82 km) よりはかなり高い. 地上での夜光雲の観測はほとんど北緯 45° 以北に限られており [1], 地上からのレーザーレーダによる観測も北緯 60° である [8]. われわれの観測器は北緯 30° から 31° あたりを飛んでおり, この高度の相異が緯度によるものか, あるいは時期的変動によりものかは今後の観測にまたねばならない, 興味深い問題である. この散乱層のピークでの散乱強度は, 地上 20 km 付近での散乱強度に対応している. 最近の地上レーザーレーダによる観測によれば, 高度 20~30 km 付近に光散乱の異常に大きな層の存在が推測されており, 散乱強度がその場所で

の標準大気の 2 倍にもなることがある。このような微細構造を無視し、一応の目安として標準大気の散乱強度の値をとると、 $N\sigma \approx 7 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$ となる。

今回の観測結果の最も特異な点は、250 km 以上の高度での散乱層の存在である。このような観測結果は、これまでも報告されておらず、物理的にも存在が予測されていない。しかし上昇、下降時ともに観測されており、一時的に出現するものとしても、この観測時点で存在したことはほぼ間違いないものと考えられる。観測点をプロットした第 6 図で、この層の特徴をみると、130 km 以下の高度では観測点はある値の上下に分散しているのに対し、高高度での散乱層では、平均として零カウントを示す多数の観測点の内に、時々高散乱強度を示す観測点が入ってくる。この特徴は射出レーザービームの中に入ってくる散乱体の数が少なく、しかもその粒径が大きいと考えることにより定性的には説明しうる。詳細は今後の観測に待たねばならない。

最後にミー散乱の数値計算を担当していただいた本学電気工学教室、北村新三、土師総一の両氏、半導体レーザーの開発に関しシャープ株式会社半導体部、重政淳一郎氏、中央研究所矢野盛規氏、1号機の製作、調整、搭載にあたりシャープ株式会社開発部中村 功氏にひとかたならぬ御協力を載いた。記して謝意を表す。

1972年1月14日

参 考 文 献

- [1] B. Fogle & B. Haurwitz: Space Sci. Rev. **6** (1966) 278.
- [2] COSPAR meeting (1971) e-9, e-10, e-13, e-14.
- [3] R.K. Sobermann & C.L. Hemenway: J. Geophys. Res. **70**, 4943 (1965)
- [4] C.L. Hemenway & R.K. Sobermann: Astron. J. **67**, 256 (1962)
- [5] COSPAR meeting (1971) e-8, e-12.
- [6] F.L. Whipple: Nature **189**, 127 (1961)
- [7] G. Fiocco & G. Colombo: J. Geophys. Res. **69**, 1795 (1964)
- [8] G. Fiocco & G. Grams: J. Geophys. Res. **74**, 2453 (1969)
- [9] B.R. Clemensha et al.: Nature **209**, 798 (1966) 214, 261 (1967)
- [10] P.D. McCormik et al.: Nature **209**, 798 (1966)
- [11] C. Nilson: Science **153**, 1242 (1966)
- [12] G. Yamaguchi, C. Yamanaka et al.: J. J. A. P. **8**, 1265 (1969)
- [13] H.C. Van de Hulst: Light Scattering by Small Particles, John Wiley & Sons (1957)
- [14] R.T.H. Collis: Applied Optics **9**, 1782 (1970)
- [15] 田畑, 森: 電学誌, **88-6**, 1114 (昭 43)
- [16] F.T. Arecchi et al.: RSI **37**, 942 (1966)