

# 成層圏で観測された宇宙線，気圧の微小振動 (気球の微小上下振動)\*

境 孝 祐\*\*・加藤 正 人\*\*・小 玉 正 弘\*\*\*

## 1. 序

宇宙線強度の揺動は鳥塚，和田ら[1]によって最初に議論され，その後Power Spectrum Analysisを使って多くの研究者によって議論されてきている(Dhanju and Sarabhai 1967 [2], Owens and Jokipii 1973 [3], Fujii[4]1972). 特に $10^{-7} \sim 10^{-4}$  Hzでの宇宙線揺動が惑星間空間磁場の揺動と宇宙線の Anisotropyとに密接に関係し，しかも宇宙線の揺動を観測すれば，惑星間磁場の揺動のようす，宇宙線の Diffusion Constantなどを推定することができる，などをOwens and Jokipii [3]に指摘されて以来，また，宇宙線のPower Spectrumを知ることが興味を持たれるようになったようである．しかし， $\sim 10^{-4}$  Hzより高い周波数では理論的うらづけはなく，宇宙線のPower Spectrumがどう変わるか，また，特定周波数にPeaksが存在するかなどなお興味もたれる．ところが，このように高い周波数領域まで議論するには，十分高い宇宙線計数率が必要であり，このために従来，地上や山上で大面積(60 m<sup>2</sup>[2], 36 m<sup>2</sup>[4])の測定器をもちいて観測されてきた．しかし，宇宙線計数が地上15 kmくらいまでは増加しつつ，地上の70倍くらいになることを利用すれば，地上の1/10くらいの面積でも $5 \times 10^{-3}$  Hzくらいまで議論するに十分な宇宙線計数を得ることができる．この考えに従って我々は1972年来，気球によって17~18 km上空での宇宙線を観測することを行ってきた．しかし，気球による観測にも欠点がないわけではなく，気球の微小上下変動は宇宙線計数に直接に変化をあたえる．これは，十分応答の早い気圧計を使うことによりある程度補正は可能である．実際には電離型気圧計を開発し，これを使用した[5]．

しかし，ここで水平浮遊中にある気球に瞬間的攪乱(バラスト投下など)または準定常的攪乱(風などによる準定常的影響)があった場合，気球がどういう運動をするかを理論的に調べておくことも必要であると思われる．

ここでは特に，1975年5月24日，宇宙線および気圧で観測された周期5.5分変動をとりあげ，以下に述べるような水平浮遊中にある気球の微小振動で説明できないか検討してみる．気球に関する運動すなわち日昇，日没の影響は西村ら[6], [7]によって気球ガスへの熱の

---

\* 宇宙研特別事業費による研究論文

\*\* 日本大学生産工学部

\*\*\* 理化学研究所

出入りを考慮して論じられている。また、彼ら[8],[9]によって気球ガスの断熱変化にもとづく単振動の存在もすでに指摘され、振動方程式とは独立に、熱の出入り、空気抵抗の大きさの程度から、その振動の減衰も論じられている。しかし、気球の振動現象をガスの断熱変化のほかに、ガスへの熱の出入り、空気抵抗および外力を同時に考慮した議論はみあたらないようである。この振動方程式から得られた結果は、常識的大気温勾配では、気球の振動周期5~6分、そのLife time~30分前後であり、また外力(風など)が定常的に存在すれば、5~6分にすどい共鳴がみられる。この共鳴で得られたPeakの型は、図6に示すように気球に搭載した気圧計で得られた結果と矛盾しないようである。

## 2. 基礎方程式

### 2.1 熱の出入り

気球ガスと気球を作っているポリエチレンフィルムとの熱伝達係数を $\alpha_G$ 、ポリエチレンフィルムと大気とのそれを $\alpha_P$ 、またガスの単位表面積あたりの熱容量を $C_G$ 、フィルムのそれを $C_P$ とすれば、ガス温度 $T_G$ とフィルム温度 $T_P$ の時間変化は、

$$C_G \frac{dT_G}{dt} = -\alpha_G(T_G - T_P) - C_G b \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

$$C_P \frac{dT_P}{dt} = -\alpha_P(T_P - T_A) - \alpha_G(T_P - T_G) - \sigma K T_P^4 + Q \quad (2)$$

となる。ここで $b dx/dt$ は気球の上下運動に伴う断熱的温度変化で $b \cong 1.3 \times 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C/m}$ である。 $Q$ は輻射による入射、 $\sigma K T_P^4$ は気球の放射で $Q - \sigma K T_P^4$ は藤井ら[7](1973)によれば、 $4 \sigma K T_A^3 (\Delta T_R - \Delta T_P) = \alpha_r (\Delta T_R - \Delta T_P)$ とかける。 $T_A$ は大気温度で $\Delta T_P = T_R - T_A$ 、 $\Delta T_P = T_P - T_A$ 、 $T_R$ は赤外線の入射と輻射でつりあった温度で輻射温度という。

(1),(2)を大気温度を基準にした $\Delta T_G = T_G - T_A$ 、 $\Delta T_P$ 、 $\Delta T_R$ および大気温度勾配 $T_A = T_A^0 + ax$ を考慮して書き直せば、

$$\frac{d\Delta T_G}{dt} = -\frac{\alpha_G}{C_G} (\Delta T_G - \Delta T_P) - (a + b) \frac{dx}{dt} \quad (3)$$

$$\frac{d\Delta T_P}{dt} = \frac{(\alpha_P + \alpha_r + \alpha_G)}{C_P} \Delta T_P + \frac{\alpha_G}{C_P} \Delta T_G + \frac{\alpha_r}{C_P} \Delta T_R - a \frac{dx}{dt} \quad (4)$$

となる。(3),(4)より $\alpha_G$ 、 $\alpha_P$ 、 $\alpha_r$ を一定と仮定し(2.2で述べる) $\Delta T_G$ に関する微分方程式

$$\frac{d^2 \Delta T_G}{dt^2} + \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) \frac{d\Delta T_G}{dt} + \frac{1}{\tau_1 \tau_4} \Delta T_G = -(a + b) \frac{d^2 x}{dt^2}$$

$$-\left(\frac{a}{\tau_1} + \frac{a+b}{\tau_2}\right) \frac{dx}{dt} + \frac{1}{\tau_1\tau_3} \Delta T_R \quad (5)$$

を得る. ここで  $1/\tau_1 = \alpha_G/C_G$ ,  $1/\tau_2 = (\alpha_P + \alpha_r + \alpha_G)/C_P$ ,  $1/\tau_3 = \alpha_r/C_P$ ,  $1/\tau_4 = (\alpha_P + \alpha_r)/C_P$  とおいた. もし気球が振動していなかったら(5)の右辺は0であり, 左辺は  $\Delta T_G$  の減衰方程式になっている.  $\Delta T_G$  の時間変化は  $(1/\tau_1 + 1/\tau_2)$  よりゆっくり変化することがわかる.

## 2.2 熱伝達係数

熱伝達係数  $\alpha_G$ ,  $\alpha_P$ ,  $\alpha_r$  は自然対流の場合のみ考慮した. 我々の気球の場合の体積  $5,000\text{m}^3$ , 高度  $18\text{km}$  での浮遊を考えると,

$$\alpha_G \approx 3.45 \times 10^{-5} (T_P - T_G)^{1/4} \quad [\text{J}/\text{cm}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{sec}]$$

$$\alpha_P \approx 1.47 \times 10^{-5} (T_P - T_A)^{1/4} \quad [\text{J}/\text{cm}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{sec}]$$

$$\alpha_r \approx 1.30 \times 10^{-5} \quad [\text{J}/\text{cm}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{sec}]$$

を得, 西村[6](1968)の値と factor 1.7 以内で合っている. ここでわかるように  $\alpha_G$ ,  $\alpha_P$ ,  $\alpha_r$  は  $T_G$ ,  $T_P$ ,  $T_A$  に関係し, 期間中一定とはならない. しかし, 温度差の  $1/4$  乗に比例するのであまり大きく変化しないと仮定し, (1), (2)式以後は  $\alpha_G$ ,  $\alpha_P$ ,  $\alpha_r$  は一定とした. 具体的には振幅があまり大きくない時 ( $\sim 20\text{m}$ ),  $T_G - T_P \approx 0.1 \sim 0.2^\circ\text{C}$ ,  $T_P - T_A$  は昼夜および高度に関係し,  $0 \sim 40^\circ\text{C}$  の値をとるものと考えられる.

$C_G$ ,  $C_P$  はそれぞれ計算すると,  $C_G \approx 2.62 \times 10^{-2} [\text{J}/\text{cm}^2 \cdot \text{K}]$ ,  $C_P \approx 6.6 \times 10^{-3} [\text{J}/\text{cm}^2 \cdot \text{K}]$  を得る. ここで  $C_P$  を計算する場合, 表面は表裏2面あるので, 2倍の表面積で熱容量を割った. 昼間の場合の  $T_A^0 \approx 200\text{K}$ ,  $T_R \approx 240\text{K} \approx T_P^0$  として  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ,  $\tau_4$  を計算すると,

$$\tau_1 \approx 1350 \text{ sec.}, \quad \tau_2 \approx 48 \text{ sec.}, \quad \tau_3 \approx 90 \text{ sec.}, \quad \tau_4 \approx 67 \text{ sec.}$$

を得, 以後の代表的な計算値の場合はこの値を採用した.

## 2.3 気球の運動方程式

気球が浮遊している場合のつりあいの式は, 大気密度  $\rho_A^0$ , 大気圧  $P_A^0$ , ガスの密度  $\rho_G^0$ , 気球の体積を  $V_0$ , 全重量を  $W$  とすれば,

$$(\rho_A^0 - \rho_G^0)V_0 = W \quad (6)$$

次にこの気球は満膨張になく, 何らかの原因でつりあいの高度から  $x$  だけずれた場合の運動方程式は, そこの大気, ガスの密度を  $\rho_A$ ,  $\rho_G$ , 体積を  $V$  として,

$$(W + \rho_G V) \frac{d^2 x}{dt^2} = (\rho_A - \rho_G) V g - W g \quad (7)$$

ここで  $x$  だけ高度が変わった時の大気の圧力, さらに断熱変化を仮定し  $\rho_G$ ,  $V$  を求め  $x$  に関して一次の項まで考慮し, (6), (7) を使って整理すれば,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{1}{H} \left(1 - \frac{1}{r}\right) gx = -\frac{\Delta T_G'}{T_G^0} g \quad (8)$$

となり単振動することがわかる. ここで  $1/H = \rho_A^0 g / P_A^0$  で scale height,  $\Delta T_G'$  は断熱変化で決まるガスの温度変化である. 実際には振動の途中で熱の出入りがあり, (8)式の代わりに,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{T_G - T_G^0}{T_G^0} g \quad (9)$$

となる. ただし  $T_G - T_G^0$  は断熱変化ばかりでなく, 熱の出入りによって決まる温度変化である. ガス温度を大気温度を標準にしてはかり, さらに大気温度が  $T_A = T_A^0 + ax$  のような温度勾配を持てば, (9)式は  $-ax/T_A^0$  を加えて,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \left( \frac{T_G - T_G^0}{T_G^0} - \frac{ax}{T_A^0} \right) g \quad (10)$$

となる. この式から気球振動の原因となる復元力はガスと大気の温度差であり, 仮りにガス温度の変化がなくても大気の温度 (温度勾配) が変れば, それは単振動の原因となり, 大気温度勾配は周期にも影響をおよぼすことがわかる.

さて, 大気中で気球が振動する場合には, 大気による抵抗, および気球の誘導質量, さらに外力  $F(t)$  を考慮したほうがよい. その場合, 半径  $R$  の球が振動している時の抵抗および誘導質量を使って運動方程式は(10)の代りに次のようになる.

$$1.5 \frac{d^2x}{dt^2} = \left( \frac{T_G^0 - T_G^0}{T_G^0} - \frac{ax}{T_A^0} \right) g - \frac{3\pi R^2}{4/3 \pi R^3 \rho_A^0} \sqrt{2\omega\rho_A^0\eta} \frac{dx}{dt} + F'(t) \quad (11)$$

ここで  $\omega$  は単振動の振動数,  $\eta$  は空気の粘性率である.

#### 2.4 熱の出入りを考慮した気球の振動

(5)式および大気の温度を基準にして書き直し  $F(t) = \frac{1}{1.5} F'(t)$  とおいた(11)式を書く

と,

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{d^2 \Delta T_G}{dt^2} + \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) \frac{d \Delta T_G}{dt} + \frac{1}{\tau_1 \tau_4} \Delta T_G \\ & = -(a+b) \frac{d^2 x}{dt^2} - \left( \frac{a}{\tau_1} + \frac{a+b}{\tau_2} \right) \frac{dx}{dt} + \frac{1}{\tau_1 \tau_3} \Delta T_R \\ & \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{1.5} \frac{\Delta T_G}{T_G^0} g + \frac{g}{1.5} \left( \frac{1}{T_G^0} - \frac{1}{T_A^0} \right) ax \\ & + \left( \frac{T_A^0}{T_G^0} - 1 \right) \frac{g}{1.3} - \frac{3}{2} \frac{1}{\rho_A^0 R} \sqrt{2\omega\rho_A^0\eta} \frac{dx}{dt} + F(t) \end{aligned} \right. \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} & \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{1.5} \frac{\Delta T_G}{T_G^0} g + \frac{g}{1.5} \left( \frac{1}{T_G^0} - \frac{1}{T_A^0} \right) ax \\ & + \left( \frac{T_A^0}{T_G^0} - 1 \right) \frac{g}{1.3} - \frac{3}{2} \frac{1}{\rho_A^0 R} \sqrt{2\omega\rho_A^0\eta} \frac{dx}{dt} + F(t) \end{aligned} \right. \quad (11)'$$

$F(t) = F_0 e^{i\omega t}$  を仮定すれば、この(5)、(11)より  $\Delta T_G$  を消去して熱の出入りを考慮した気球の振動方程式、

$$\begin{aligned} & \frac{d^4 x}{dt^4} + \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \right) \frac{d^3 x}{dt^3} \\ & + \left\{ \frac{1}{\tau_1 \tau_4} + \frac{1}{\tau_1 \tau_5} + \frac{1}{\tau_2 \tau_5} + \frac{g}{1.5} \left( \frac{b}{T_G^0} + \frac{a}{T_A^0} \right) \right\} \frac{d^2 x}{dt^2} \\ & + \left\{ \frac{1}{\tau_1 \tau_4 \tau_5} + \frac{1}{\tau_2} \frac{g}{1.5} \left( \frac{b}{T_G^0} + \frac{a}{T_A^0} \right) + \frac{g}{1.5} \frac{1}{\tau_1} \frac{a}{T_A^0} \right\} \frac{dx}{dt} \\ & + \frac{1}{\tau_1} \left( \frac{1}{\tau_4} \frac{1}{T_A^0} - \frac{1}{\tau_3} \frac{1}{T_G^0} \right) \frac{g}{1.5} x = F_1 e^{i\omega t + i\delta} \end{aligned} \quad (12)$$

が得られる。ただし、 $F_1 = 3/2 \cdot T_G^0 / g$

$$\cdot F_0 \sqrt{(\omega^2 - 1/\tau_1 \tau_4)^2 + (1/\tau_1 + 1/\tau_2)^2 \omega^2},$$

$$\tan \delta = (1/\tau_1 \tau_4 - \omega^2) / (1/\tau_1 + \tau_2) \omega,$$

$$1/\tau_5 = 3/2 \cdot \sqrt{2\omega \rho_A^0 \eta} / \rho_A^0 R$$

とおいた。ここで  $\omega$  は第3項で決まる  $\omega_0$  を使って(12)式を解く、上式で第2項は減衰項、第3項は振動数  $\omega_0$  を決める式になっている。

## 2.5 計算結果

(12)式の各項の次数は、第2項  $\sim 2 \times 10^{-2}$ 、第3項  $\sim 4 \times 10^{-4}$ 、第4項  $\sim 10^{-6}$ 、第5項  $\sim 10^{-10}$  である。従って、かんたんに解くために第5項を無視した

$$\begin{aligned} & \frac{d^3 x}{dt^3} + \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_5} \right) \frac{d^2 x}{dt^2} + \left\{ \frac{1}{\tau_1 \tau_4} + \frac{1}{\tau_1 \tau_5} + \frac{1}{\tau_2 \tau_5} + \frac{g}{1.5} \left( \frac{a}{T_A^0} + \frac{b}{T_G^0} \right) \right\} \frac{dx}{dt} \\ & + \left\{ \frac{1}{\tau_1 \tau_4 \tau_5} + \frac{g}{\tau_2} \left( \frac{b}{T_G^0} + \frac{a}{T_A^0} \right) + \frac{g}{1.5} \frac{1}{\tau_1} \frac{a}{T_A^0} \right\} x \\ & = \frac{F_1 e^{i\omega t + i\delta}}{i\omega} + \text{const.} \end{aligned} \quad (13)$$

を解くことにする。解を  $x(t)$  とすると、

$$x(t) = \frac{1}{\omega^2 + (1/T_1 - 1/T_2)^2} \{ A e^{-t/T_1} + B e^{-t/T_2} \sin(\omega_0 t + \delta_1) \}$$

$$+ F(\omega)\cos(\omega t + \delta)$$

となる。ここで

$$F(\omega) = \sqrt{\frac{(\omega^2 + 1/\tau_1\tau_4)^2 + \omega^2(1/\tau_1 + 1/\tau_2)^2}{(R - P\omega^2)^2 + \omega^2(Q - \omega^2)}} \cdot \frac{1}{\omega} F_0 \frac{3T_G^0}{2g}$$

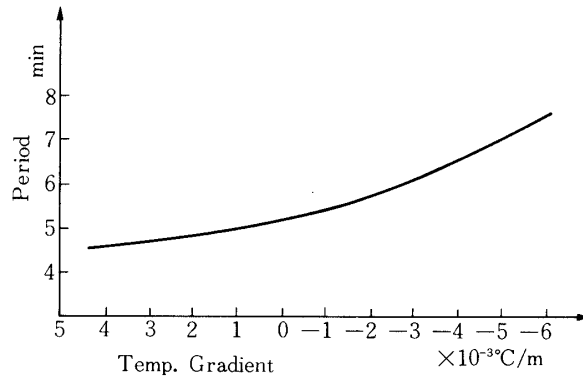


図1 気球振動の周期(min)と大気温度勾配の関係

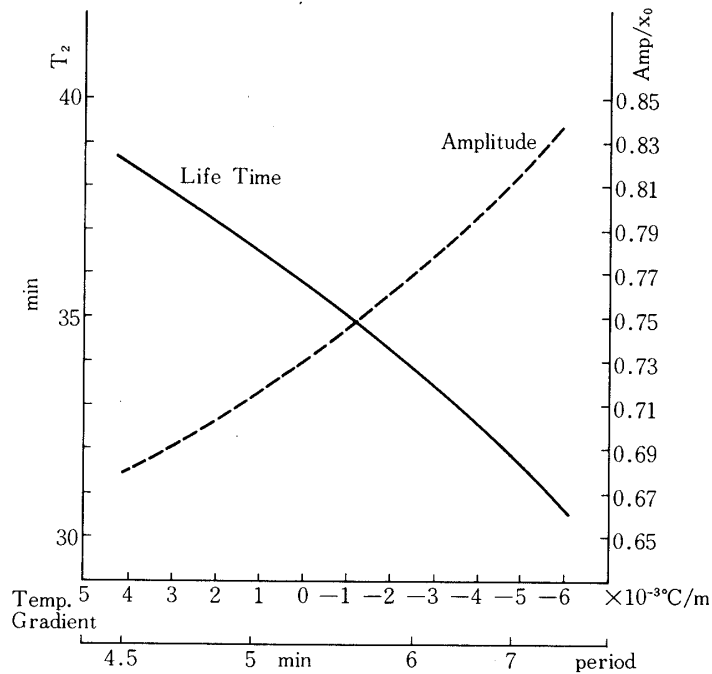


図2 大気温度勾配 (または周期) と振動の振幅および振動の life time  $T_2$  の関係

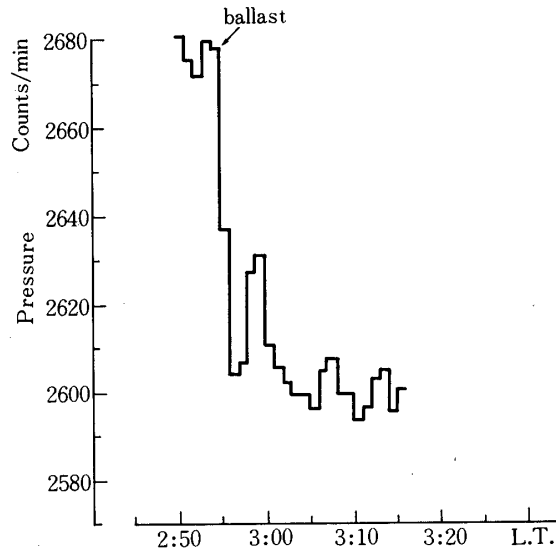


図3 バラストを落とした時の代表的振動の例，周期～5.5分，  
life time～30分が特長的である．1975年5月24日

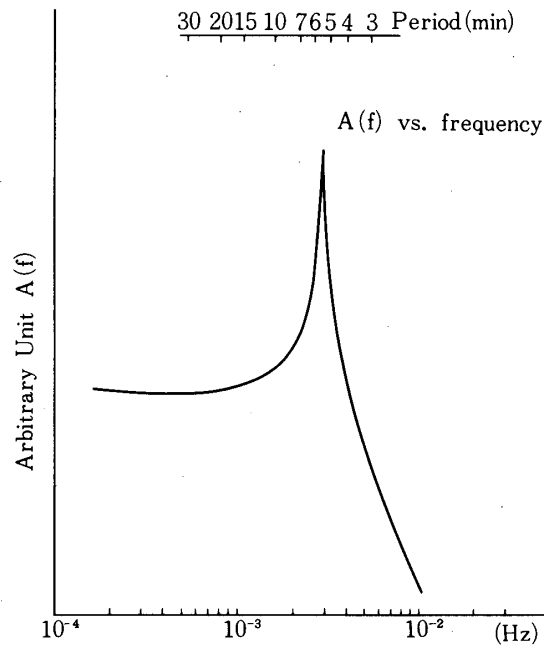


図4 外力が周波数によらないとした時の共鳴による気球振動幅の  
増大

ただし,  $P=1/\tau_1+1/\tau_2+1/\tau_5$ ,  $Q=1/\tau_1\tau_2+1/\tau_1\tau_5+2/3g(a/T_A^0+b/T_G^0)$ ,  $R=1/\tau_1\tau_4\tau_5+1/\tau_2\cdot g\cdot 2/3(b/T_G^0+a/T_A^0)+2/3\cdot g\cdot 1/\tau_1\cdot a/T_A^0$  である. 係数Bを持つ項は $\omega_0$ で振動する調和振動子の固有振動に対応し,  $F(\omega)$ を含む項は外力による振動である. 固有振動の周期 $T_0(=2\pi/\omega_0)$ は(10)式から推量されるように, 主に気球ガスと大気との温度差で決まるが, 周期5~6分を出すには特別な大気温度勾配を考えない限り, 気球の誘導質量を考慮した方がよい. その場合には, 図1に示すように平均的温度勾配で5~6分の周期が出てくる. また, 周期 $T_0$ と固有振動の振幅およびそのlife timeの関係は図2のようになり,  $T_0$ が長くなれば振幅は大きく, 逆にlife timeは短くなる傾向をもつ. 従って, 周期5分にくらべ極端に長い, または短い周期の固有振動は観測されにくい一つの原因かもしれない. しかし, 実際問題として大気温度勾配は $10^{-3}^{\circ}\text{C}/\text{m}$ 位でorder変ることはありそうでないから観測される周期の範囲は上記で述べた振幅, life timeによる制限よりは, 大気温度勾配が $10^{-3}^{\circ}\text{C}/\text{m}$ からあまりずれないことによるだろう. 例として周期5.5分を考えると, 図2よりlife time  $T_2$ は~35分になる. 従って, 気球がバラスト等の攪乱を与えられ, 周期5.5分, そのlife timeが30分前後で振動する. その代表的例を図3に示しておく.

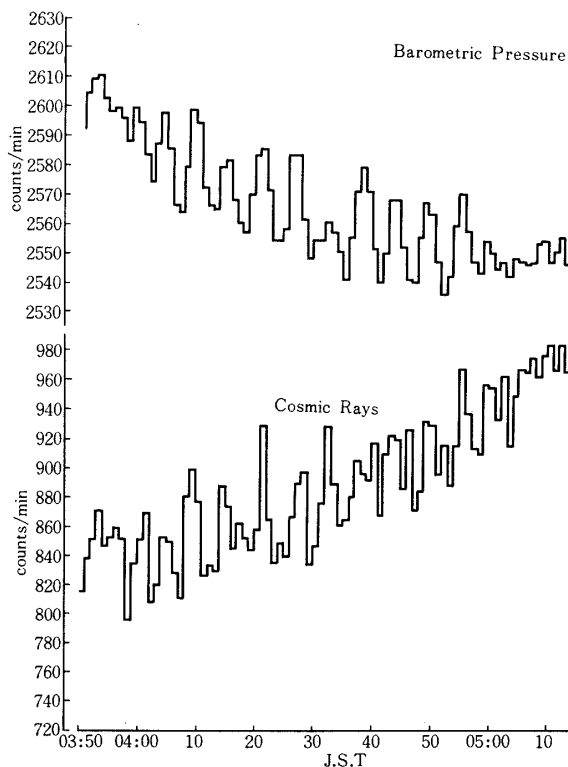


図5 1975年5月24日, 4時から5時の間気圧および宇宙線で観測された5.5分周期の振動



次に、外力による項に話を進める。外力が周波数によらず一定として強制振動の振幅と周波数  $f$  の関係を  $T_0 = 5.5$  分の場合について示したのが図4である。明らかに  $T_0$  附近で鋭い共鳴があり、共鳴以外の点より振幅は1けた以上大きい。従っていろいろな周波数を含んだ準定常的な攪乱があったとしても、5.5分附近だけ強調されて観測される確率は高いと思われる。以上のことから瞬間的外力であろうが準定常的外力であろうが、気球振動のうちで最も観測されやすいのは5～6分周期のようである。

### 3. 議 論

1975年5月24日、気球で観測中図5にみるような5.5分周期の宇宙線および気圧変動があった。この現象を気球振動で解釈できないか検討してみる。その前に、測定器および気圧計の精度を述べておくと、測定器は面積  $4 \text{ m}^2$  をもち、18kmでの宇宙線計数の1分値による統計精度は  $\sim 0.078\%$  になり、また気圧計の精度は  $0.1 \text{ mb/min}$  程度であった。実際観測した変化は宇宙線で  $\sim 0.2\%$ 、気圧で  $\sim 0.2 \text{ mb}$  程度であったから上記の精度より大きく、十分に議論できると思われる。

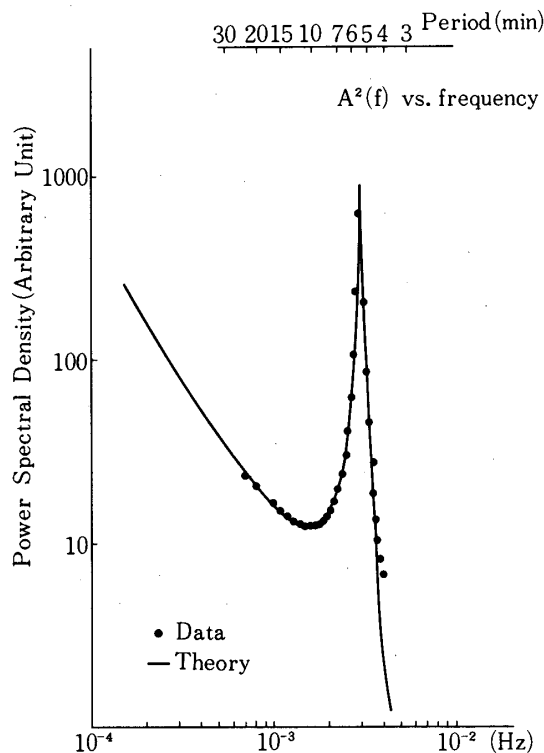


図6 4時から5時に観測された気圧の power spectral density (・印)と外力の power を  $f^{-1.5}$  と仮定したとき、それによる気球の共鳴振動から予想される気圧の power spectral density (実線)

問題は振動のトリガは何か、それとどうして1時間続いたかということであろう。一つに日昇がある。すなわち、18 km 上空では3時55分に日の出があり、それによって気球ガスがあたためられ過上昇した時点から振動が始まったとも考えられる。しかし、これだけなら振動の life time はせいぜい30分前後であるから1時間は持続しない。従って、減衰振動だけ考えればもう1回の励起が必要である。もう一つの可能性として、風の上下方向の成分が30分ないし1時間存在したことが考えられる。この場合、たとえ風の強さがある周波数の power で表わされるとしても、気球振動の振幅は固有振動のところで大きくなるから気球は5.5分で大きく振動し、その周期だけ強調される。図6には風の power spectrum を  $f^{-1.5}$  としたとき、それによる気球の強制振動から予想される気圧の power と実際に4時から5時の間の観測データから MEM\* を使って得られた気圧の power を示してある。5.5分に鋭い peak があり、その peak の幅およびそれより高い周波数側で power が急激に減少する型等よく合っているように見える。もし5.5分だけで振動する風（または重力波等の原因）があったとすれば、ある連続した Back ground power spectrum の上に5.5分の peak がのる型になるだろうから、図6のように高い周波数側で power が急に落ちることは予想されない。従って、4時から5時の振動は、①日の出による振動の励起と他の何らかの励起による減衰振動、②日の出による励起と準定常的風の力による共鳴振動との重ね合わせ、③風の力による

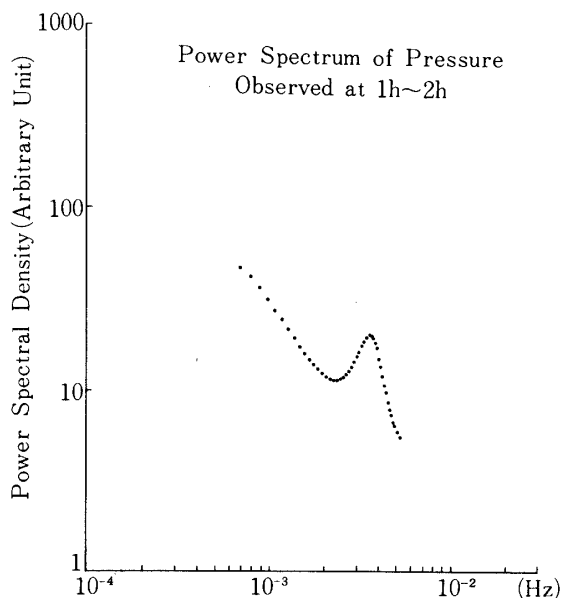


図7 共鳴まで成長しなかったと考えられる例、時間は1時から2時

\* MEM, Maximum Entropy Method の略, 分解能が極めて高いのが特徴である。また、データ数が少ない場合でも安定な Spectrum が得られる。

共鳴振動等で解釈できるかもしれない。風の power spectrum が  $f^{-1.5}$  に近いということ、ほぼ30分～1時間の間同位相で風が存在したという仮定が必要であるが、気圧の power spectrum の型 (図6) からいえば③または②の機構の方がよりよいようである。

他の時間帯で共鳴現象による大きな気球振動がみられない理由としては、風の power が小さかった、または風の強弱が同位相で長く続かず共鳴が得られなかった、などがあげられる。実際、横方向の風が弱くほぼ気球が静止していた1時から2時の気圧の power spectrum をとってみると、図7のように小さいが peak が認められる。これはおそらく power の型からいってある瞬間の攪乱 (温度変化でもよい) による減衰振動の一部か、同位相で風が長く続かず共鳴にまで成長し得なかった振動の一部をみているのかもしれない。しかし、今回の実験ではデータ集積時間の fluctuation があつた事実があり、1時から2時の peak が本物かどうかは今後の check が必要であろう。

#### 4. 結 論

満膨張にない水平浮遊中の気球の微小振動を断熱変化のほかに気球ガスへの熱の出入り、空気の抵抗等を考慮して解析してみた。その結果、常識的大気温度勾配では気球の振動周期は5～6分、その life time は30分前後であり、またもし同位相で続く外力 (風) があれば5～6分の共鳴振動が起こり、他の周期より振幅が10倍以上大きくなることが導かれた。この気球振動にもとづいて、1975年5月24日に観測された宇宙線、気圧変動の解釈を試みたが、この変動は外力 (風) との共鳴による気球振動と矛盾しないようにみえる。しかし、ここで、用いた振動論はすべて線形にしてあり、よりくわしくは非線形の項も考慮すべきであると思われる。

#### 謝 辞

おわりに、本研究にあたり、気球飛揚の担当をしてくださった西村純教授をはじめとする宇宙研のみなさま、終始援助をしてくださった日大放射線研究室の方々に深く感謝します。

1979年5月9日

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] 鳥塚一男, 和田雅美, Sci. Papers I.P.C.R. **54**, 162, (1960).
- [ 2 ] Dhanju. M.S. and Sarabhai. V.A., J.Geophys. Res., **75**, 1795, (1970).
- [ 3 ] A.J.Owens and J.R.Jokipii, Astrophys. J., **181**, L 147, (1973).
- [ 4 ] 藤井善次郎他, IASYシンポジウム (第5回), p. 98, (1972).
- [ 5 ] 小玉正弘, 阿部利秋, 境孝祐, 加藤正人, 湖上晨一, 理化学研究所報告, **52**, 43, (1976).
- [ 6 ] 西村純, 大気球シンポジウム報告, p. 74, (1968).
- [ 7 ] 藤井正美, 西村純, 山上隆正, 大気球シンポジウム報告, p. 20, (1973).
- [ 8 ] 広沢春任, 平井利明, 大気球シンポジウム報告, p. 154, (1970).
- [ 9 ] 西村純, 広沢春任, 岡部選司, 大気球シンポジウム報告, p. 154, (1976).