氣 壓 の 日 變 化 に 就 て

久 保 田 廣, 三 宅 修 三

On the Diurnal Barometric Oscillations.

By H. R. KUBOTA and S. MIYAKE

Abstract:—As the result of examination of Margules' theory on the diurnal barometric oscillations using the observed values of air temperature and atmospheric pressure in the upper air at Lindenberg, we found out that the constancy of the equilibrium temperature for different altitudes assumed by him is not correct.

§ I. 序 論

大氣壓の振動に最も著しいのは一日波と半日波とである事は周知の事柄である。その中、半日波は既に多くの人々に依つて可成論議されて居る。然るに一日波はそれが主として気温の一日變化によるものである事は認められて居ながら、未だ實測に合ふ様な理論が出る迄に到つて居ない。

今 Margules の説りに従ひ、考ふる地表の觀測點附近は平面と見なし x 軸を東方に、 z 軸を上方にとれば、氣體の運動方程式及び状態式は次の様になる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, & \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} &= 0, & p &= R\rho T \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

但し、 u, w は夫々 x, z 方向の氣體の速度、 p は氣壓、 ρ は密度とする。今振動のない場合の平衡状態に於ける氣壓、密度、気温を夫々 p_0, ρ_0, T_0 とし之等が單に z のみの函数とすれば、

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{p_0} \frac{dp_0}{dz} &= -\frac{g}{RT_0}, & \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} &= -\frac{g}{RT_0} - \frac{1}{T_0} \frac{dT_0}{dz} \\ p_0 &= R\rho_0 T_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

p, ρ, T が振動する時、

$$p = p_0(1 + \varepsilon), \quad \rho = \rho_0(1 + \sigma), \quad T = T_0(1 + \tau) \dots\dots\dots (3)$$

と置き、 $\varepsilon, \sigma, \tau$ は微小量と考へる。之を (1) に代入し、(2) を考慮すれば下の式を得る、

(1) M. Margules: On the Vibration of an Atmosphere Periodically Heated (C. Abbe: The Mechanics of the Earth's Atmosphere, Vol. 2).

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - \frac{g}{RT_0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{1}{RT_0} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} \\ = \frac{g}{RT_0} \frac{\partial \tau}{\partial z} - \frac{g\tau}{RT_0} \left(\frac{g}{RT_0} + \frac{1}{T_0} \frac{dT_0}{dz} \right) - \frac{1}{RT_0} \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

特に平衡氣温が高さに就て變らないと假定すれば上式は簡単に，

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - \alpha \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{\alpha}{g} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = \alpha \frac{\partial \tau}{\partial z} - \frac{\alpha}{g} \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} - \alpha^2 \tau, \dots\dots\dots (5)$$

但し，

$$\alpha = \frac{g}{RT_0}$$

この式を基として，氣壓波の形を例へば振幅が z に就て對數的に減少し，位相は高さに關して一定である様な進行波を假定したり，或ひは又地表の週期的な温度變化が大氣中に擴散して行く現象を考へに入れた進行波を假定⁽¹⁾して (5) 式を解き ε を求める試みが爲された。併しどちらの假定も實際の氣温波を充分精確に代表して居ないので，得られた結果は實測と一致しないのも無理はない。

そこで著者は Lindenberg に於ける上層の氣温，氣壓の觀測値から 藤原・武田氏の計算された調和分析の結果⁽²⁾を借用して先づ τ の變化の實驗式を求め，之を (5) 式に代入して ε を算出し一方實測から得られて居る ε と比較して氣壓日變化に對する上述の理論の正否を検する事とした。

§ II. 計算の概要

藤原・武田氏の計算の結果は第 1 表の如くてあり第 1 圖及び第 2 圖の黑點がその値を示す。

第 1 表

z	τ_0	τ 振 幅	τ 位 相	p_0	ε 振 幅	ε 位 相
122m	281.95°K	9.518×10^{-3}	220.0°	754.38mm	2.107×10^{-3}	25.0°
500	280.56	2.648	186.1	720.52	0.416	254.5
1000	277.89	1.349	184.5	677.98	1.106	209.3
1500	275.20	1.010	211.5	637.52	1.850	206.8
2000	272.55	0.810	246.5	599.09	2.403	211.9
2500	269.93	1.237	268.5	562.62	2.772	222.4
3000	267.28	1.388	266.8	527.97	3.276	229.7
3500	264.46	1.610	272.8	495.19	4.059	237.8
4000	261.55	1.949	267.1	464.13	4.977	244.6

(1) H. Arakawa: Diurnal Barometric Oscillations as an Effect of a Surface Wave etc. Geophys. Mag. Vol. VII, No. 1 (1933).

(2) 藤原・武田：昭和 7 年 11 月 11 日氣象學會講演。

第 1 圖 a

第 1 圖 b

さて、圖に於て気温波、氣壓波の振幅及び位相を見るに、約 2000 米邊を境として、その上下に於て可成著しい變化の差異が見受けられる。更に實驗式作成の便宜上から言ふも

第 2 圖 a

第 2 圖 b

2000 米で上下二つに分けると都合がよい。それで我々の計算も 122—2000 米, 2000—4000 米の二つに區切つて別々に行ふ事にした。

(i) 122—2000 米。

この範囲内では気温波の振幅は $\frac{A}{Z} e^{bz}$ の形に、位相は Z の二次式で表はし得る故 (第 1 圖参照),

$$\tau = \frac{A}{Z} e^{bz + i[pz + mx + c(z-z_0)^2 + a]}, \dots \dots \dots (6)$$

と置く。こゝに、

$$p = \frac{2\pi}{24 \times 60 \times 60} (\text{地球の自轉角速度}), \quad m = \frac{2\pi}{\text{波長}},$$

z の單位は米にとり、Lindenberg の緯度は 52° とし、 T_0 の値は 2000 米のものを採用した。

常數 A, b, c, d, z_0 は實測値から最小自乗法によりて算出し次の如くなる、

$$\left. \begin{aligned} A &= 1.173 \times 10^{-3} & b &= 1.63 \times 10^{-1} & c &= 0.92 \\ d &= 3.226 & z_0 &= 0.891 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

此處で、

$$\varepsilon = \varepsilon(z) e^{i(1t + mx)}$$

とおき、(6), (7) を (5) に代入すれば解として次の式を得る、

$$\varepsilon(z) = e^{bz + i(z+d)} \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left\{ e^{\lambda_1 z} \int^\infty \chi e^{-\lambda_1 z} dz - e^{\lambda_2 z} \int^\infty \chi e^{-\lambda_2 z} dz \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \lambda_1, \lambda_2 &= \frac{\alpha}{2} - (b - 2ic z_0) \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} + m^2 - \frac{\alpha}{g} p^2}, \\ \chi &= e^{icz^2} \left\{ -\frac{\alpha A}{z^2} + \frac{\alpha A(b - 2ic z_0) + \frac{p^2}{g} - \alpha}{z} + 2i\alpha A c \right\}. \end{aligned}$$

展開されたる級数が項別積分の可能なる條件を充して居ると假定し、級数展開による積分を行ひ、 $\frac{1}{10J}$ の order までとればその實部、虚部は夫々次の如くなる。

$$\begin{aligned} \Re(\varepsilon(z)) &= \alpha A \left(1 + \frac{\alpha}{2} z \right) \left[-\frac{1}{2} c^2 z_0^4 + z \log z \left\{ -\alpha + 2(cd - c^2)z_0^3 + \frac{1}{2}(\alpha - b)c^2 z_0^4 \right\} \right. \\ &\quad + z^2 \{ b(b - \alpha) - (4cd - c^2)z_0^2 + 2(bcd + bc^2 - \alpha c^2)z_0^3 \} \\ &\quad + z^3 \left\{ (cd + c^2)z_0 + \left(-2bcd + \frac{5}{2}bc^2 + \frac{3}{2}\alpha c^2 \right)z_0^2 \right\} \\ &\quad \left. + z^4 \left\{ -\frac{1}{2}c^2 + \left(\frac{2}{3}bcd + 2bc^2 - \frac{2}{3}\alpha c^2 \right)z_0 \right\} + z^5 \left\{ -\frac{5}{8}bc^2 + \frac{1}{8}\alpha c^2 \right\} \right], \\ \Im(\varepsilon(z)) &= \alpha A \left(1 + \frac{\alpha}{2} z \right) \left[dz_0^2 + z \log z \{ 2(c - d)z_0 - \alpha c z_0^2 + c^2 d z_0^5 \} \right. \\ &\quad + z^2 \{ c + 2(\alpha c - bd)z_0 + (b^2 c - \alpha b c)z_0^2 - (4c^2 d + c^3)z_0^4 \} \\ &\quad + z^3 \left\{ \left(bc - \frac{1}{2}\alpha c \right) - (b^2 c - \alpha b c)z_0 + (3c^2 d + 2c^3)z_0^3 \right\} \\ &\quad \left. + z^4 \left\{ \frac{1}{3} b c (b - \alpha) - 2c^2 z_0 - \frac{4}{3} c^2 d z_0^3 \right\} + z^5 \left\{ \left(\frac{1}{4} c^2 d + c^3 \right) z_0 \right\} + z^6 \left\{ -\frac{1}{5} c^3 \right\} \right]. \end{aligned}$$

各々の高さに就て、

$$\varepsilon \text{ の振幅} = \sqrt{\Re^2(\varepsilon(z)) + \Im^2(\varepsilon(z))}, \quad \varepsilon \text{ の位相} = \arctg \frac{\Im(\varepsilon(z))}{\Re(\varepsilon(z))}$$

を實際に求めて見ると第 2 表の様になる。

第 2 表

	ε 振 幅 (計 算)	ε 振 幅 (實 測)	ε 位 相 (計 算)	ε 位 相 (實 測)
122 m	4.673×10^{-6}	2.107×10^{-4}	219.5°	25.6°
500	2.630	0.416	186.4	254.5
1000	2.493	1.106	225.7	209.3
1500	7.467	1.850	247.0	206.8
2000	0.669	2.403	346.6	211.9

(ii) 2000—4000 米.

この間では位相は一定と見なし得るから,

$$\tau = A' e^{b'z + i(pt + mx + c')}, \dots \dots \dots (9)$$

とにおいて A' , b' を最小自乗法により定めれば,

$$A' = 4.048 \times 10^{-4}, \quad B' = 4.02 \times 10^{-1} \quad c' = 269^\circ \dots \dots \dots (10)$$

となる.

之を (5) に入れて解けば,

$$\varepsilon(z) = - \frac{\alpha b' + \frac{\alpha}{g} p^2 - \alpha^2}{\alpha b' - \frac{\alpha}{g} p^2 - b'^2 + m^2} A' e^{b'z} \dots \dots \dots (11)$$

各々の高さに対する $\varepsilon(z)$ の振幅は第 3 表の如くなり, 位相は気温波と同じく 269° である.

第 3 表

	ε 振 幅 (計 算)	ε 振 幅 (實 測)	ε 位 相 (計 算)	ε 位 相 (實 測)
2000 m	0.90×10^{-3}	2.403×10^{-4}	269°	211.9°
2500	1.14	2.772	269	222.4
3000	1.40	3.276	269	229.7
3500	1.71	4.059	269	237.8
4000	2.11	4.977	269	244.6

§ III. 結 論

結果は第 2 圖の破線に示す如く, 振幅に就ても, 位相に就ても, 理論値と實測値との間には大きな隔たりがあり, (5) 式の正否は俄かに断定出来ない.

元々この理論の進め方には大きな假定や省略が含まれて居る, 故に, 例へば地球の轉向力, 気温遞減率の導入など考慮すべき點が少くない. 本稿は (5) 式を用ひて行つた計算の結果を取敢へず報告するに止める.

尙ほ高谷氏は平衡氣溫が高さの對數函數である時, 氣溫波を簡單なる正弦波と假定した場合⁽¹⁾を解いて居られるが, 未だ數値計算はされて居ない事を附言しておく.

終りに, 東京帝大理學部に於ける氣象學演習として行つた此の試みに對し, 終始御親切な指導と鞭達を賜つた藤原教授に厚く御禮申上げる.

報 告 Reports

大氣壓微振動の觀測結果

壺井伊八, 末利志郎, 竹内菊雄

Some Results of the Observation of the Microbarometric Oscillation.

By I. TUBOI, S. SUETOSI and K. TAKEUTI.

Abstract:—We analysed fifty-three microbarometric waves (period 5 min.—40 min.) observed at Tokyo in 1933 by the statoscopes and the Yosida's microbarograph at five different places.

Most waves are found to be progressive like three examples reported by Messrs. T. Kita and H. Huzita last year.

In addition, the waves seem to be topographically conditioned, since the direction of their propagation is almost to N, NE or to E., and some waves have local nature. Moreover, their propagating velocities (ca 0.2 km/min to ca 4.0 km/min) diminish as they advance.

Daily changes of the wave occurrence are shown in § 5.

§ 1. 前 言

昨年度藤田晴三, 喜多豊一兩氏は三對の三點觀測の結果を基礎とされて進行波による氣壓の微振動を分析して發表されたが(氣象集誌第十一卷第九號 394 頁)定常波がないとは未だ必ずしも斷言出來ぬので, 吾々はこの點に最初の目標を定めた.

§ 2. 測器及び觀測

觀測した場所は中央氣象臺, 瀧野川(瀧野川區西ヶ原), 兩國(本所區綠町), 中央氣象臺羽田出張所, 及び堀ノ内(杉並區堀ノ内)の五個所でその位置關係は次圖のやうである.

(1) 高谷: 大氣の振動に就て, 海洋氣象臺彙報, 第 51 號 (昭和 7 年).