

24年周期の気温変動の実例とその伝播機構

大 内 正 夫

Masao ŌUTI: On the Evidence and Propagation Mechanism of the Surface
Temperature Variations in the Period of Twenty-four Years.

Received January 31, 1964

まえがき：日本の山形の夏の移動平均気温には、24年の長周期の変動が認められる。この変動が山形から南西約 2300 km 離れた台湾の台北の夏の移動平均気温に 7 年遅れて、全く平行に変化しているのを見出した。両者の相関係数は $+0.95$ である。

この気温変動を起す原因は不明である。ここでは、まず上述の変動事実を明らかにし、つぎにある地域で起った気温変動が他の地域で、相当に大きな時間差をもって同じ形状で起る伝播機構を考察する。気温変動の物理機構は複雑で、その確証は今後の課題である。今回は可能と思われる気温変動の伝播機構は、地表付近の温度分布とそれによって起る温度風が主要な役割を果すという観点に立って数理解析した結果について述べる。

I 山形と台北の夏期平均気温の相関性

用いた気温の資料は、山形 ($38^{\circ}15'N$, $140^{\circ}21'E$, 海拔151m) と台北 ($25^{\circ}02'N$, $121^{\circ}31'E$, 海拔8m) の測候所における1890年 (台北は1897年) より1960年までの観測値の夏期 (6, 7, 8月) 3カ月の地上平均気温である。それらの気温の観測値 (O_t と名づける) の約70年間の時間的な変化は Fig. 1 の下段に示す通りである。この図から山形の気温変動とそこから南西に約

2300km 離れている台北の気温変動との間には、何等の明瞭な対応関係は見出し難い。即ちいずれの気温も3年から5年程度の周期で変動しており、各地点の局所的な要因に支配されて、両者に共通な変動は其中に蔽いかくされているように見える。

つぎに山形と台北の夏期気温の各の観測値 O_t を5年で移動平均したものを 1_t とし、両者の 1_t を比較すると Fig. 2 のようになる。同図で上方の年代スケールは山形に対するものであり、台北より7年遅れて目盛られている。

従って山形の気温は台北の気温に7年遅れて、全く平行に変動しているのが極めて明らかである。またその周期は約24年と見られる。

しかし観測値そのままどうしの比較では山形の気温を7年遅らしても、その対応は明らかでない。それは比較に便利な形に年代スケールを与えた Fig. 1 の上、下段の山形と台北の気温の比較図から容易に読みとれる。むしろ更に1年遅らし、即ち8年遅らした方が7年遅らした場合より、もっと両者の対応が良いようにさえ見える。

つぎに両者の気温 1_t を更に11年で移動平均したものを 2_t とし、両者の 2_t を比較すれば、Fig. 3 に示

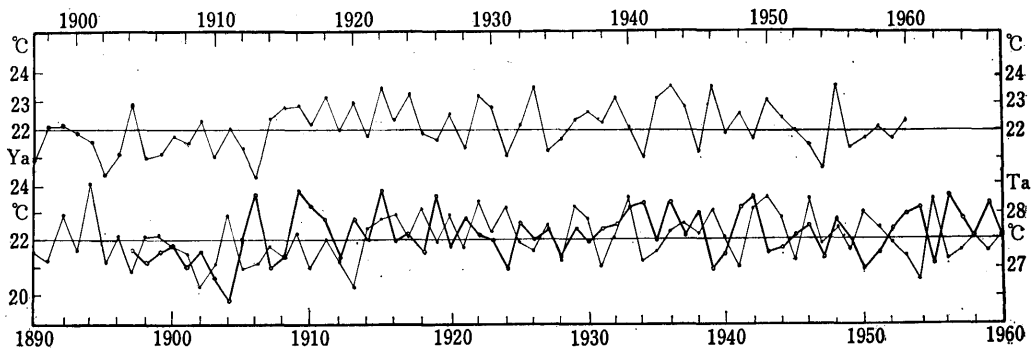


Fig. 1. Comparison between summer mean temperature (O_t) of Taipei and that of Yamagata.
Lower: Thick line is Taipei, fine line, Yamagata. Upper: Yamagata.

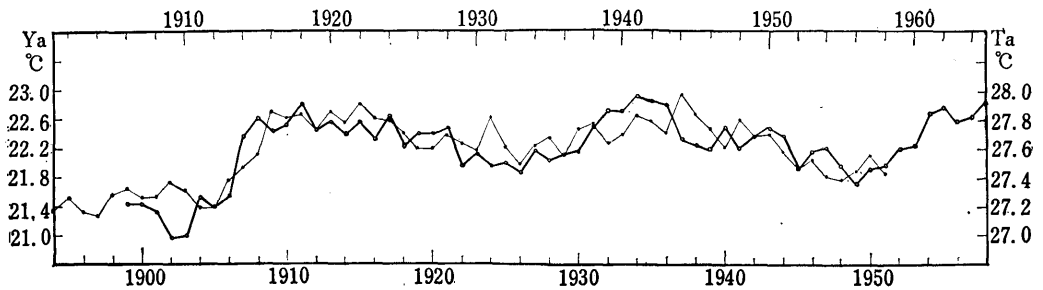


Fig. 2. Comparison between summer mean temperature (1_t) (=5 years' moving average of 0_t) of Taipei and that of Yamagata.

Thick line is Taipei, and its time scale is the lower.

Fine line is Yamagata, and its time scale is the upper.

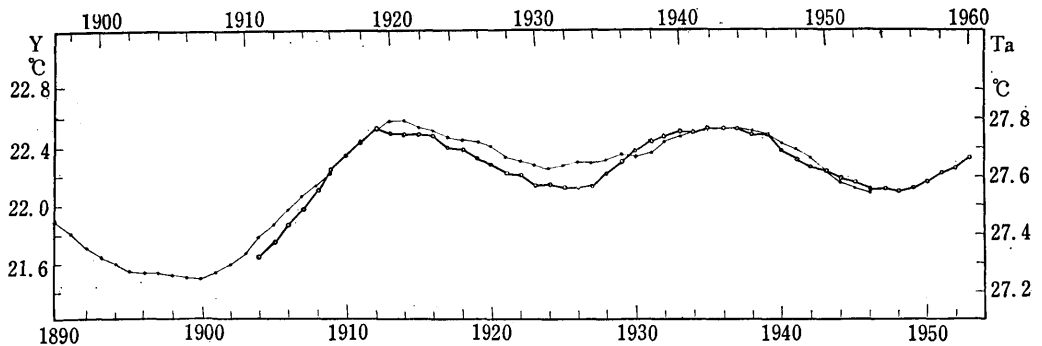


Fig. 3. Comparison between summer mean temperature (2_t) (=11 years' moving average of 1_t) of Taipei and that of Yamagata.

Thick line is Taipei, and its time scale is the lower.

Fine line is Yamagata, and its time scale is the upper.

す通りである。この図では 1_t の曲線よりも、一層両者の気温変動の対応が良くなり、山形の気温が台北の気温に7年遅れて全くそっくり、そのまま平行に変化しており、驚く程見事な気温曲線の一致を見せている。

その相関図は Fig. 4 に示す通りであり、その相関係数は $+0.95$ である。また Fig. 3 より、それらの周期は24年であり、両者の気温差は 5.3°C で山形の方が勿論低くなっているが、その変動の振巾は、山形の方が台北の約2倍になっている。

この気温 2_t について、いま台北のある年の夏期の気温を x とし、その年より7年後の山形の夏期の気温を y とし、摂氏を単位として、 y の x に対する回帰直線の方程式は

$$y - 22.33 = 1.8(x - 27.64)$$

となる。上式の左辺第2項および右辺の括弧内の常数は、山形および台北の各々の全観測期間の平均気温である。

なお山形および台北の冬期および年平均気温を同様の移動平均の操作によって各々の 2_t を求めて見たが、Fig. 5 に示すように、夏期の場合ほど両者の対応は良

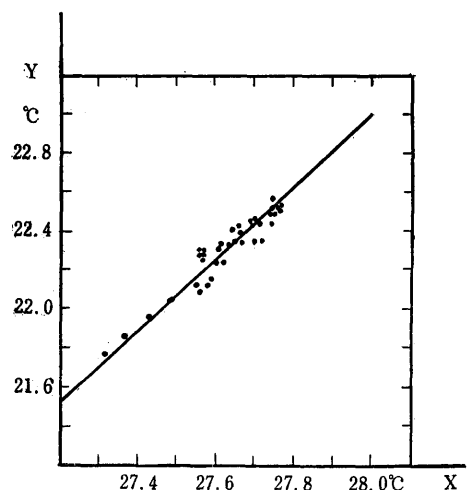


Fig. 4. Correlation between summer mean temperature (2_t) of Taipei (X-axis), and that of Yamagata (Y-axis) 7 years later than that of Taipei.

くない。しかし年平均気温 2_t では Fig. 5 (b) に示す

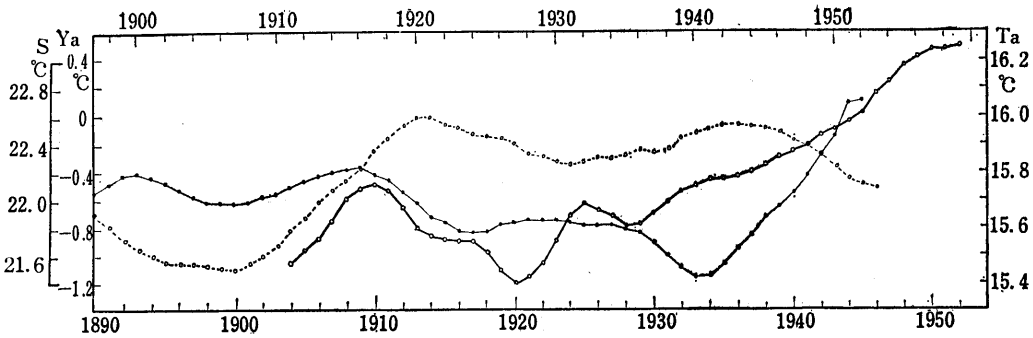


Fig. 5(a). Comparison between winter mean temperature (2_t) of Taipei and that of Yamagata, and Summer mean temperature (2_p) of Yamagata.
Thick line is Taipei, and its time scale is the lower.
Fine line is Yamagata, and its time scale is the upper.
Broken line is summer mean temperature (2_p) of Yamagata, and its time scale is the upper.

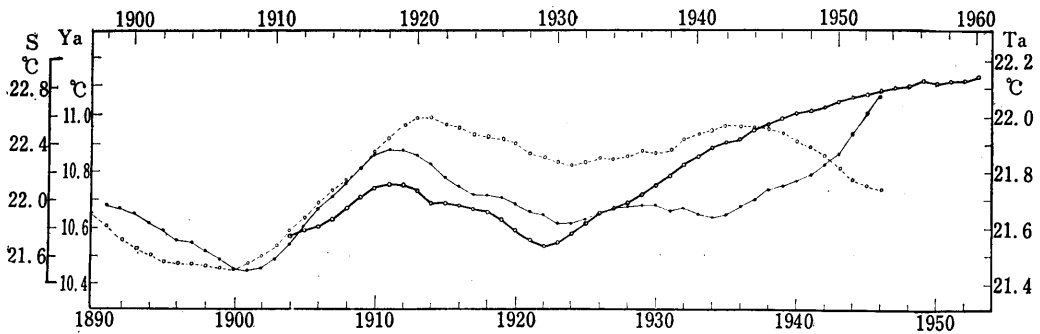


Fig. 5(b). Comparison between annual mean temperature (2_t) of Taipei and that of Yamagata, and summer mean temperature (2_p) of Yamagata.
Thick line is Taipei, and its time scale is the lower.
Fine line is Yamagata, and its time scale is the upper.
Broken line is summer mean temperature of Yamagata, and its time scale is the upper.

ように、山形について云えば、およそ1937年以前までの比較期間では、同様の傾向が認められる。特に山形の気温では1890年より1937年頃までの約50年間は、夏期気温と年平均気温とは、全く平行に変化し、その後は互に逆向きに変化している点は注目に値する。

また山形の夏期と冬期の気温の長期の変動傾向を見ると、一般にその高低が逆向きに変化しているのが認められる (Fig. 5(a)).

なお状態方程式を用いて山形および台北の各々の夏期の平均気温 2_t と同様に操作した各々の夏期の海面平均気圧 2_p とから地表空気密度を算出した。Fig. 6 に示すように密度曲線 2_p と気温曲線 2_t を比較して見ると、山形および台北の何れの場合においても 2_p と 2_t は全く逆向き、即ち気温が低い時、密度が大きいという対応関係を保って、24年の周期的変動を示している。従って山形の地表空気密度は台北のそれより7

年遅れて平行に24年の周期で変動している。

II 長期周の気温変動の伝播機構

前述のように、山形と台北の夏期の平均気温には、驚く程、良好な対応があるが、その原因並びに両者の間の物理的な関連等は全く不明である。しかし両者はいずれも約70年にわたる原観測値より構成された時系列曲線であるから、単に偶然の一致とは考えられない。それでまず最も簡単な仮定で両者を関係づける数値を求めて見る。

予備的試行：夏期3カ月の平均気温は年周変化曲線の山の部分に当たっているので、その山の部分に着目する時、それが台北から波動の形で伝播して山形に達したと見ることが出来る。いまその温度波の一つの状態 θ が形を変えないで台北から山形の方へ最短距離を直進して C_r なる速度で伝播したとする。またその方向への距離を r 、時間を t とすると

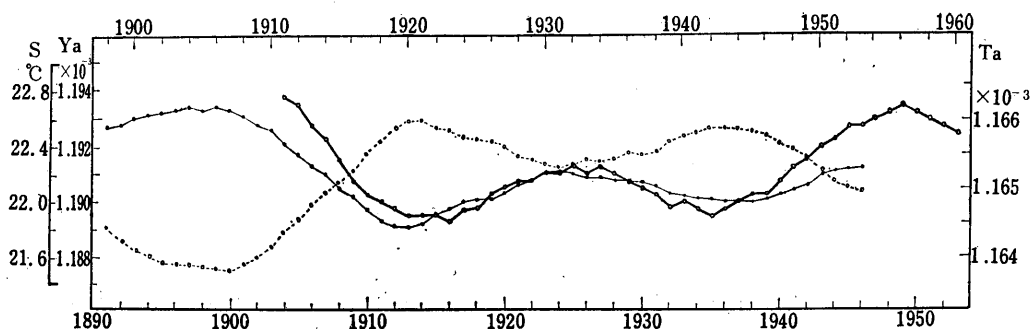


Fig. 6. Comparison between summer mean air density (2ρ) of Taipei and that of Yamagata, and summer mean temperature ($2t$) of Yamagata.

Thick line is Taipei, and its time scale is the lower.

Fine line is Yamagata, and its time scale is the upper.

Broken line is summer mean temperature ($2t$) of Yamagata, and its time scale is the upper.

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + C_r \frac{\partial \vartheta}{\partial r} = 0$$

で表わされるから、その解を正弦波と仮定すると

$$\vartheta = A \sin \frac{2\pi}{L_r} (r - C_r t)$$

になるが、これと山形の位相の遅れ7年と周期24年、および両者間の距離2300kmから伝播速度 $C_r = 1 \text{ cm/sec}$,

波長 $L_r = 7500 \text{ km}$ となる。

同様に台北を通る経線および緯線にそれぞれ平行に東進および北進して山形を通る経線および緯線に到達した場合の速さ C_x , および C_y はそれぞれ 0.8 cm/sec および 0.7 cm/sec となる。

以上の各々の場合を要約して表示すると Table 1 の

Table 1. Characteristics classified by the propagation path of the temperature variations in the period of 24 years.

Propagation path (Taipei→Yamagata)	Horizontal distance (km)	propagation velocity (cm/sec)	wave length (km)
progress on the shortest distance	$r = 2300$	$C_r = 1$	$L_r = 7500$
progress eastward parallel to longitude	$W-E, x = 1790$	$C_x = 0.8$	$L_x = 6000$
progress northward parallel to the latitude	$S-N, y = 1450$	$C_y = 0.7$	$L_y = 5300$

ようになる。

以上の径路は何れも最短距離を仮定しているから、その伝播速度は最小値を与えることは明らかである。しかし位相差の7年は周期関数であるから一般に周期の n 倍に7年を加えたものになる。即ち位相差は $(24n + 7)$ 年である。従って例えば、経線に平行に東進した場合の伝播速度 C_x は $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ に応じてそれぞれ $0.8, 0.2, 0.1, 0.07, \dots \text{ cm/sec}$ となり、次第に C_x は零に近ずき、遂に停滞波になる。

しかし今後は、事実上最も起り易いと思われる $n = 0$ の場合についてのみ考える。

気温変動の伝播機構：地表面から数十m乃至数百mまでの地上付近の大气が地上気温に主要な影響を及ぼす部分で、前述のような5年以上の移動平均をとることによって、そこの大气は輻射平衡の状態にあり、その温度の変化は移流の効果によって決まると考える。

いま地上付近の空気は等温的に変化するものとし、 x 軸を東に、 y 軸を北にとる。単位体積の熱量は温度 θ に比例するから、

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \quad \text{或は} \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} + u_* \frac{\partial \theta}{\partial x} + v_* \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

ここに u_* , v_* はそれぞれ x , y 方向の速度成分で、後述のように、 u_* は地衡風と温度風の合成によって起る、地上付近のゆるやかな一様な西風で、 v_* はその上に重なっている擾乱と考える。従って Rossby の理論による planetary 波の U および v' に相当する流れである。それで

$$v_* = A \cos \frac{2\pi}{L} (x - Ct) \quad (2)$$

と仮定する。温度分布は極方向への温度減率を Γ_y とすれば、こういう流れによって等温線に南北の変動を来すと考えられるから、

$$\theta = \theta_0 - \Gamma_y y + B \sin \frac{2\pi}{L}(x - Ct) \quad (3)$$

で表されるものとする。(1), (2), (3) より気温の振巾 B は

$$B = \frac{\Gamma_y L}{2\pi} \frac{A}{u_* - C} \quad (4)$$

となるから、(3), (4)より

$$\theta = \theta_0 - \Gamma_y y + \frac{\Gamma_y L}{2\pi} \frac{A}{u_* - C} \sin \frac{2\pi}{L}(x - Ct) \quad (5)$$

となる。いま $\theta = \theta_0$ のような等温線の南北の移動量 y_θ を求めると(5)より

$$y_\theta = A_\theta \sin \frac{2\pi}{L}(x - Ct) \quad (6)$$

ただし

$$A_\theta = \frac{L}{2\pi} \frac{A}{u_* - C} \quad (7)$$

一方 Rossby の流線と等温線の運動学的関係の理論的⁽¹⁾研究にならって流線の南北の移動量 y_s は

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_*}{u_*} = \frac{A}{u_*} \cos \frac{2\pi}{L}(x - Ct)$$

を積分することによって得られ

$$y_s = A_s \sin \frac{2\pi}{L}(x - Ct) \quad (8)$$

ただし

$$A_s = \frac{L}{2\pi} \frac{A}{u_*} \quad (9)$$

従って等温線と流線の振巾比は

$$\frac{A_\theta}{A_s} = \frac{u_*}{u_* - C} \quad (10)$$

常に $u_* > 0$ であるから、速い東進波 ($C > u_*$) では上の比の値は負で、遅い東進波 ($C < u_*$)、停滞波 ($C = 0$)、西進波 ($C < 0$) では正になる。また $u_* = C$ の時は上の方法では求まらないが、振巾は時間と共に増して、等温線は不安定になることが知られている。

つぎに伝播速度 C を決める式は(4)を書きかえて

$$C = u_* - \frac{\Gamma_y L}{2\pi} \frac{A}{B} \quad (11)$$

或は周期 τ を用いて

$$C = \frac{2\pi A u_*}{2\pi A + \Gamma_y \tau B} \quad (12)$$

となる。以上の理論式を用いて、観測値と比較して見る。まず(4)式より台北と山形の B の値を求めて見る。

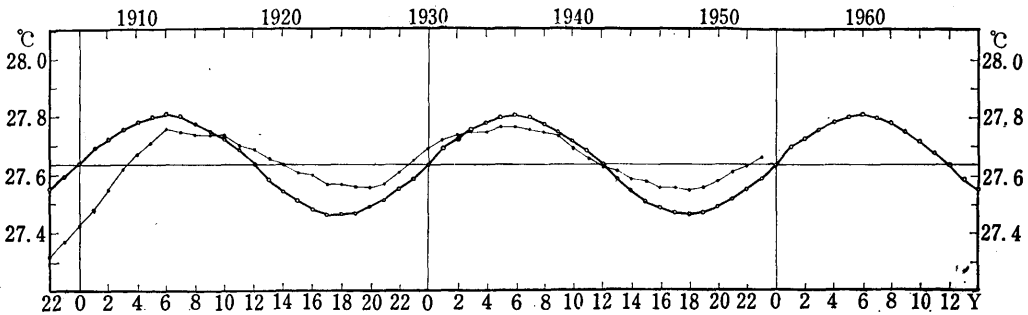


Fig. 7(a) Comparison between summer mean temperature (2_t) of Taipei and its calculated values.

Thick line is calculated values and its scale of period (year) is the lower.

Fine line is actual values, and its time scale is the upper.

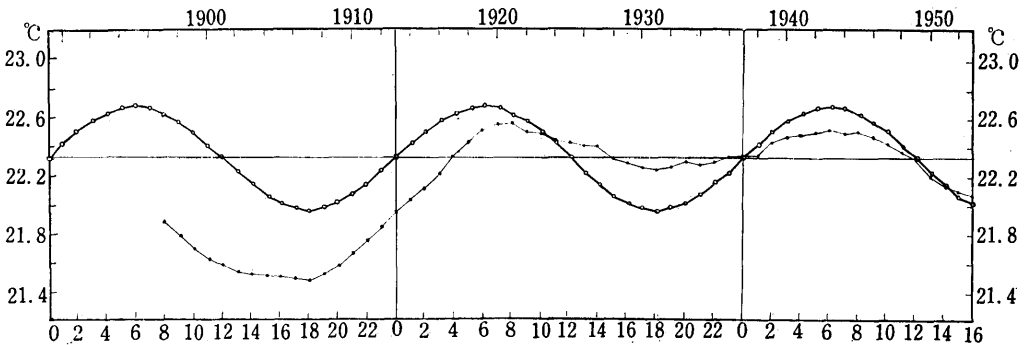


Fig. 7(b) Comparison between summer mean temperature (2_t) of Yamagata and its calculated values.

Thick line is calculated values and its scale of period (year) is the lower.

Fine line is actual values and its time scale is the upper.

ここで u_* と v_* の最大値 A の大きさは後述の温度風から推定される適当な値を、他は観測値から得られるものを用いた。また C, L は前述のようにして求めた値を用いた。計算に用いた数値は

$\theta_0 = 27.64^\circ\text{C}$ (台北の夏期の平均気温)

$\Gamma_y = 1.8 \times 10^{-8}$ 台北の値 ($20^\circ \sim 40^\circ\text{N}$ の7月の平均)

$= 3.66 \times 10^{-8}$ 山形の値 ($25^\circ \sim 38^\circ\text{N}$ 夏期平均,

前述データより計算)

$L = 6000\text{km}$, $y = 1450\text{km}$, $A = 0.32\text{cm/sec}$.

$u_* = 4.0\text{cm/sec}$, $C = 0.8\text{cm/sec}$

かくして得た B の値は台北が 0.17°C , 山形が 0.35°C である。ここで B は (4) 式から明らかなように, $\frac{A}{u_* - C}$ を含むから, $u_* \gg C$ のとき $\frac{A}{u_*}$ となり, 南北と東西の風速成分の比に依存し, その絶対値によらない。上述の $C = 0.8\text{cm/sec}$ の場合も $\frac{A}{u_*}$ は $\frac{0.32}{4.0}$ を用いたが, それは $\frac{A}{u_* - C} = \frac{1}{10}$ であるから A と u_*

の比を $\frac{1}{10.8}$ 又は $\frac{10}{99.2}$ にとっても B の値は変わらない。上述の B の値を用いて (5) 式の θ を求めて図示すると Fig. 7 のようになる。これを見ると台北の気温の観測値は可成り, きれいな正弦曲線をなして, 計算曲線で表わされるような変動をしていることがわかる。他方山形の気温の観測値は, 計算曲線からのずれの少し大きいのは, ただ1900年付近だけで, 全体として大体計算曲線に近い正弦曲線を描いているのが認められる。

また等温線の振巾 $A\theta$, 即ち同じ気温をもつ地点の南北の位置の差の最大値の $\frac{1}{2}$ は上述の数値を用いると, 台北と山形とは共に 100km となるから, 南北へのその移動量は共に 200km になる。それらの温度波の進行に伴って台北では 0.34°C , 山形では 0.7°C の気温の変動があり, それに要する時間は12年である。

台北および山形の気温曲線 $2t$ を見ると, まだ長周期の変動が分離されずに残っているように思われる。それは山形の気温で言えば, 1900年付近は計算値よりも低くなっていることである。その長周期の変動が何年の周期をもつかは正確には今後の資料に俟たねばならないが, $2t$ を更に25年で移動平均した曲線から考えると, 山形産の樹令約320年のケヤキ或は台湾のヒノキ⁽²⁾⁽³⁾の成長曲線の解析結果から, それは100年周期ではないかと思われる。即ち山形のケヤキの成長⁽⁴⁾率では各世紀の90年付近に谷があり, 同じく30年付近はその山となって殆ど正確に100年毎にそれが繰返されており, 極めてきれいな周期的変動が見出されているからである。

これは J. M. Mitchell (1961)⁽⁵⁾の研究による地球全体の地上平均気温の変動傾向と可成り似ているようである。

III 検 討

前節の u_* と v_* について考える。いま傾圧大気の温度風と地衡風を表わす式は T を絶対温度とし, 前節の直角座標で z 軸を上方にとり, 慣用の記号を用いると近似的に

$$u = u_0 - \frac{g}{f} \int_{z_0}^z \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial y} dz \quad (13)$$

$$v = v_0 + \frac{g}{f} \int_{z_0}^z \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x} dz \quad (14)$$

で表わされる。式中の積分項は温度風で, g, f はそれぞれ重力加速度, コリオリ因数であり, u_0, v_0 は高さ z_0 における地衡風の x, y 方向の風速成分である。従って地表 $z=0$ においては, $T = 273.2 + \theta$ であり, その平均値を $\bar{T}$ とし, かつ $\frac{\partial T}{\partial y} = -\Gamma_y$ とすると, (3), (13), (14) より地表付近では近似的に

$$u = u_0 + \frac{g}{f} \frac{\Gamma_y z}{\bar{T}} \quad (15)$$

$$v = v_0 + \frac{2\pi g}{Lf} \frac{Bz}{\bar{T}} \cos \frac{2\pi}{L}(x - Ct) \quad (16)$$

となる。いま $z = 60\text{m}$ にとった時, (15), (16) から温度風の大きさを求めて見る。その時用いる数値を, $\Gamma_y = 2 \times 10^{-8}$, $f = 10^{-4}$, $g = 10^3$, $\bar{T} = 3 \times 10^3$, $L = 6 \times 10^8$, $B = 2 \times 10^{-1}$, $z = 6 \times 10^2$, (c. g. s) とすれば,

$$u = u_0 + 4.0 \text{ (cm/sec)}$$

$$v = v_0 \pm 0.4 \text{ (cm/sec)}$$

となり, 地表から 60m までの高さの温度風の平均の速度は東方へ 4cm/sec , 南或は北へ 0.4cm/sec となる。もし上述の $z = 600\text{m}$ にとると, その東西および南北の風速成分はそれぞれ 40cm/sec および 4cm/sec となる。また地表面 $z=0$ の地衡風 u_0, v_0 は摩擦の効果を考えると零か, 非常に小さいか, 或はすぐその上部の温度風と同じ性質の風と見做すと, (15), (16) から u_0 は西風, v_0 は余弦変化をすることを考えることが出来る。従って前節の u_* と v_* は $u_* = u$, $v_* = v$ とおくことが出来る。また U を u の平均流, u', v' をその擾乱と考えると近似的に $u_* = u = U + u' \approx U$, $v_* = v = v'$ とおける。従って planetary 波と同形になる。一方 (13), (14) の積分の下限 z_0 を地表から上空へ高度を次第に増して行くと u_* は U に, $v_* = v'$ になることは明らかである。

しかし planetary 波と前述の温度波の相違はその基本式の比較から, わかるように, 一方は渦度保存則とコリオリ因数の緯度効果に支配されるが, 他は熱量の保存則と極方向の気温分布によって決まるものであるから, 両者の性質は本質的に異っている。

地表付近の温度風は, 気温が極に向う程, 低くなっているのので, (13) 式より明らかなように偏西風帯, 偏東風帯のいずれを問わず, 如何なる地域においても

$u_* > 0$ で西風であり、地表付近をゆるやかに流れる一様な帯状風のあることが予想される。

南北方向の温度減率 Γ_y によって、温度風の発生とその性格とが決まるとすれば、南北方向の平均的な温度分布が主役を占めることになる。しかし一方温度分布或は密度分布を風速分布が支配するとも見ることが出来る。即ち密度分布と速度分布の相互作用並びに相互調整⁽⁶⁾は、両者の原因結果を明確にすることは困難な問題であるが、前述の議論では便宜上、東西流は極方向の安定した温度分布によってきまり、それに擾乱が加わると、南北方向の風速成分も生じ、それに対応した密度分布が形成される結果、擾乱波の進行に伴って、新しい温度分布が作られると仮定して取扱った。

実際に流線と等温線の関係は、山形と台北の気温の観測値より東進波であり $C > 0$ で、 $C < u_*$ か又は $C > u_*$ である。また温度風から推定される地表付近の風速はおおよそ 4 cm/sec 乃至 40 cm/sec 程度で、 C は 0.8 cm/sec であるから $C < u_*$ である。従って等温線は流線と同位相で南北に移動し乍ら東進する。これはある地点を固定して考えれば、大気が平均状態より南下した時、気温が低く、北上した時、高温となることを意味し、妥当な帰結と思われる。最後に本論では摩擦の効果を考えなかったし、山形は盆地で、風は特に弱い地域であり、かつ日本における気温の高極を示した特殊地点であること等との関連は論じなかったが、これらは重要な問題を含んでいると思われる。

むすび： 気温に24年の長周期変動のある確実な実例を示した。その変動を起す原因は不明であり、この問題は本論では取扱わなかった。本論では同じような類型の気温変動が異った地域に、時間的なずれをもって起っている現象の相互関係について考察した。気温変動が一つの地域から他の地域へ伝播するという観点に立って、その伝播機構を明らかにすることを主眼とした。

その結果、地上付近の等温線は、極方向の気温分布によって起される地上付近の西風とその擾乱風によって蜿蜒し乍ら東進する流線に伴って、南北に移動するために、気温の変動が一地域より東方へ伝播すると推定した。しかし一つの可能な推論であり、その当否は短周期変動の分離法の改善をはかり、今後他の地域の多くの資料によって確かめられねばならない。

謝辞： この種の研究に対し、常に御指導と御激励をたまわった京都大学理学部長速水頌一郎教授並びに有益な助言と便宜を与えられた本学教授武貞良人博士に心から謝意を表します。また適切な批判と討論と助言とを与えられた京都大学地球物理学教室海洋研究室関係の各位に深謝いたします。

Summary

1) The smooth curve of summer mean temperature from 1890 to 1960 at Yamagata, the north-eastern section of Japan, shows the variations in long period of 24 years. The similar variations are found in that of Taipei in Formosa in the distance of 2300 km. from Yamagata, seven years ahead: namely these two curves at Taipei and at Yamagata are running parallel with each other. Correlation coefficient between the above two series values is +0.95. (Fig. 3)

2) Such a relation as mentioned above is not found so clearly in smooth curves of winter mean temperature or in annual mean temperature between Yamagata and Taipei, but in annual curves, it was found until about 1937. (Fig. 5)

3) The above mentioned phenomena may be explained on the theory of surface planetary waves generated by the thermal wind. Namely, it is considered that the surface temperature variations occurred from west to east as a result of north-south oscillating progression of isothermal line in wave forms, when air moves isothermally with a kind of long waves generated by surface wind lower than several decade or several hundred meters.

This propagation velocity, C , of temperature waves is obtained from three simultaneous equations of isothermal change of moving system, temperature distribution and wind distribution, and the form is as follows:

$$C = u_* - \frac{\Gamma_y L}{2\pi} \frac{A}{B}$$

where u_* is mean zonal wind velocity near the surface, A is maximum value of meridional wind velocity component v_* , L is the wave length of the long wave generated by v_* . B is amplitude of temperature variation. Γ_y is temperature decreasing rate toward the pole. In the case of above mentioned example, the value of C is 0.8 cm/sec.

4) The amplitude of temperature variation, B , is given as follows:

$$B = \frac{\Gamma_y L}{2\pi} \frac{A}{u_* - C}$$

By using above formula, the magnitude of B is calculated for summer mean temperature at Yamagata and at Taipei, and the curves of temperature variation are made, and then compared between calculated and actual curves. The results show the agreement between them in period and general trend. (Fig. 7)

Hereafter the materials of other stations will be selected to ascertain this study.

Reference

1. C. G. Rossby: Kinematic and Hydrostatic Properties of certain long Waves in the Westerlies. Dept. Met. Univ. Chicago, Misc. Rep. No. 5 (1942).
2. M. Ōuti: Climatic Variations in the North Pacific Subtropical Zone and Solar Activity During the Past Ten Centuries (I). Bull. Kyoto Gakugei Univ. Ser. B. No. 19 (1961).
3. M. Ōuti: Climatic Variations in the North Pacific Subtropical Zone and Solar Activity During the Past Ten Centuries (II). Bull. Kyoto Gakugei Univ. Ser. B. No. 20 (1962).
4. S. Hayami & M. Ōuti: On the Variations of the North Pacific Subtropical High and Snowfall in Japan (in Japanese). Ann. Disas. prev. Res. Inst., 8, (1964).
5. J. M. Mitchell, Jr: Recent Secular Changes of Global Temperature. Ann. New York Acad. Sci. Vol. 95, Art. 1 (1961)
6. B. Bolin: The Adjustment of a Non-balanced Velocity Field towards Geostrophic Equilibrium in a Stratified Fluid. Tellus. Vol. 5. No. 3 (1953).