4. 永續的では無いとしても高さを異にする雲の發生面が主たる高積雲より稍、高く一つ（全天立體寫眞に依る目測）、高積雲と積雲との高さの中間に二つ（實測）存在した事
5. 雲向には著しい變化が認められなかつた事

註

高積雲が日食時に存在する場合其雲量に増減が有ると云ふ事は高橋喜彦氏が數年の研究から得られた持論で、昭和 13 年 7 月に發表された「細雨の研究」⁽¹⁾ 中にも其意味の事が書かれて有り、同氏が此度の日食觀測を計畫されたのも此處に在る。上記觀測に依る高積雲の増加と云ひ又高橋氏指導の下に當時蘆澤眞人氏が或山上で行つた雨滴觀測の際に於ける降雨現象と云ひ何れも同氏の持論を實證したものである。

全天寫眞雲形説明 (11 時 35 分より 16 時 40 分迄の 34 組の寫眞中より抜粹せるもの)

1. (11 時 35 分) 觀測開始後 20 分程で一時的に増加して來た高積雲
2. (12 時 01 分) 減少する高積雲と増加する積雲
3. (12 時 22 分) 高層雲の發生と舊高積雲より稍、高い新高積雲の發生
4. (12 時 42 分) 愈々増加する高積雲と多少増加の傾向ある積雲
5. (13 時 02 分) 増加の一途を進む高積雲
6. (13 時 23 分) 同上
7. (13 時 41 分) 皆既日食附近
8. (14 時 03 分) 移動しつつ分裂減少し行く高積雲と高さの低い層狀の雲
9. (14 時 22 分) 同上
10. (14 時 42 分) 天頂を移動し行く高積雲と北部に發生した高さの低い高層雲
11. (15 時 12 分) 消失し行く高積雲
12. (15 時 50 分) 高積雲は殆ど消失し全天に見る巻雲と巻層雲

寫眞經緯儀雲形説明 (11 時 00 分より 18 時 00 分迄の 59 組の寫眞中より抜粹)

1. (11 時 00 分) 撮影開始當時の雲形
2. (12 時 00 分) 高積雲の急激増加寸前の高積雲と高層雲 (I) の發生
3. (14 時 45 分) 高層雲 (III) の發生

變 壓 風 に 就 て*

正 野 重 方**

§1. 緒 言

變壓風に關して Brunt-Douglas の結果と Möller-Sieber の經驗的調査との不一致は有名なものである。Möller と Sieber の結果には初めは理論的根據がなかつたのであるが Ertel は Relaxations-

(1) 高橋喜彦：細雨の研究第三章：氣象集誌，第 16 卷，第 9 號，錄事欄，昭和 13 年 9 月。

* S. Syōno: Ageostrophic Winds.

傾差風とは地衡風より偏倚即ち ageostrophic wind の意味に用ひるのであるが、地衡風よりの偏倚が氣壓變化によつても起る即ち isallobaric wind (Brunt-Douglas) も傾差風の一部になる。isallobaric wind は茲に變壓風と假稱することにした。後日適譯があればそれに従ひ度い。

** 中央氣象臺航空氣象課，氣象技師，理學博士。

zeit (遅れの時間) の理論を用ひて之に理論的の根據を與へた。從つて此の問題は一種の迷理の如きものになり未だに解決してゐない。變壓風に關する上の理論的問題は等壓線に曲率を持たなくても起る問題である。Möller-Sieber の結果は決してはつきりしたものでないが、然し實際の觀測の利用して居る以上等壓線の曲率は無視出來ない。實際測風氣球の觀測出来るのは天氣の良い時であり、之は高氣壓的の等壓線が對應して居ることが考へられるのである。此の様な見地より Berson は Möller-Sieber の結果を説明しようとした。又最近 Phillips は同問題を吟味して地上附近で摩擦のある場合には Möller-Sieber の成分も出ることを示した。然し上層では Möller-Sieber の結果は出ない。

扱て Ertel の理論と云ふのは次式で與へられる。

$$-\lambda(\rho v)_t = -\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{t-\tau}, \quad \lambda(\rho u)_t = -\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{t-\tau}$$

即ち時刻 t に吹いて居る風はその時刻に於ける氣壓傾度に對應した地衡風ではなく、少し前の時刻 $t-\tau$ に於ける氣壓傾度に對應した地衡風であると云ふのである。茲に τ は短かい時間 (平均して 1 時間位) を表はし此の τ を Relaxationszeit (遅れの時間) と云ふ。之は風が慣性のために遅れると云ふのであるが慣性のために風が遅れると云ふことは物體の運動の慣性を類推して一寸ありそうにも考へられるのであるが、若し本當に正しければ運動方程式から出なければならない筈である。

次に Phillips の理論は所謂演算子法により取扱つたものであり、任意の風を氣壓及その時間に關する高次の導函數にて表はしてあり一般的結果であるが氣壓の時間的變化に任意の形式を與へると無限級數で與へてあるので見通しや數値計算が困難である。

以上の様な譯で同じ問題をもつと見通し易い方法で取扱ひ、Ertel の結果が運動方程式より出るかどうかを吟味し Phillips の結果を見通し易い形に書直して置くのが、此の論文の一つの目的である。又慣性項に對しても考慮し興味ある結果を得た。

第 一 部

§ 2. 理 論

茲には等壓線の曲率は省略して置く。曲率のある場合に關しては第二部に於て取扱ふ。地球上の運動方程式は普通の記號を用ひれば

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} - \lambda \rho v + \rho cu &= -\frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \frac{dv}{dt} + \lambda \rho u + \rho cv &= -\frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

茲に λ 及び c は夫々 $2\omega \sin \varphi$ と摩擦係數であるが Hesselberg の表現式に従へば

$$\lambda = 2\omega \sin \varphi + k \sin \beta, \quad c = k \cos \beta \quad (2.2)$$

になる⁽¹⁾.

擬て (2.1) の第二式に (i) を乗じ邊々相加へると

$$\frac{dW}{dt} + i\lambda W + cW = -K. \quad (2.3)$$

$$\text{但し } W = (u + iv), \quad K = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + i \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y}, \quad \text{但し } P = \int \frac{dp}{\rho} \quad (2.4)$$

茲に曲率を無視し一様な流を考へると $\frac{dW}{dt} = \frac{\partial W}{\partial t}$ と置ける. 故に

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (c + i\lambda)W = -K. \quad (2.5)$$

之に $e^{(c+i\lambda)t}$ を乗じると

$$\frac{\partial}{\partial t} W e^{(c+i\lambda)t} = -K e^{(c+i\lambda)t}$$

之を $t = -\infty$ より t_0 迄積分すると

$$W e^{(c+i\lambda)t} \Big|_{-\infty}^{t_0} = - \int_{-\infty}^{t_0} K e^{(c+i\lambda)t} dt$$

或は

$$W(t_0) = -e^{-(c+i\lambda)t_0} \int_{-\infty}^{t_0} K e^{(c+i\lambda)t} dt. \quad (2.6)$$

(2.6) が一般解である. 之が時刻 t_0 に於ける風を與へる. 茲に K の時間的函數が判れば上式が積分出來て實際の風が出る. 上式で判る様に時刻 t_0 に於ける風は決してその時の氣壓傾度に對應した風のみでなく, それ以前の氣壓傾度に對應した風の積算の結果である.

次に Brunt-Douglas や Ertel の結果を出すことを考へる.

風の觀測や氣壓配置は普通は同時刻に於けるものを比較するのであるから, 觀測時刻 t_0 より以前の t に於ける値を t_0 に於ける値で表はすことが必要である. 故に $K(t)$ を t_0 に於て Taylor 級數に展開して見る. 充分 τ が大きい値即ち觀測時より充分時間が遠い以前の影響は摩擦のために省略出來ると考へて

$$K(t) = K(t_0 - \tau) = K(t_0) - K'(t_0)\tau + \frac{K''(t_0)}{2!} \tau^2 - \dots = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{K^{(n)}(t_0)}{n!} \tau^n$$

の如く展開出來たものとして (2.6) に代入すると

(1) 抵抗に就て上の様な形式に置くことに對して満足出來ない様な場合には Navier-Stokes の様な形式に置いて吟味し直す必要があることは勿論である. 然し高度分布を問題としない場合は上式も或程度迄は使へる. その事は本論文の主對象として居ない.

$$\begin{aligned}
W(t_0) &= -e^{-(c+i\lambda)t_0} \int_{-\infty}^{t_0} K(t) e^{(c+i\lambda)t} dt \\
&= -e^{-(c+i\lambda)t_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} K^{(n)}(t_0) \int_{-\infty}^{t_0} \tau^n e^{(c+i\lambda)(t_0-\tau)} d\tau \\
&= + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} K^{(n)}(t_0) \int_0^{\infty} \tau^n e^{-(c+i\lambda)\tau} d\tau \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} K^{(n)}(t_0) I_n.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

但し

$$\begin{aligned}
I_n &= \int_0^{\infty} \tau^n e^{-(c+i\lambda)\tau} d\tau \\
&= \frac{\tau^n}{-(c+i\lambda)} e^{-(c+i\lambda)\tau} \Big|_0^{\infty} + \frac{n}{(c+i\lambda)} \int_0^{\infty} \tau^{n-1} e^{-(c+i\lambda)\tau} d\tau \\
&= \frac{n}{(c+i\lambda)} \int_0^{\infty} \tau^{n-1} e^{-(c+i\lambda)\tau} d\tau \\
&= \dots\dots\dots \\
&= \frac{n!}{(c+i\lambda)^{n+1}} e^{-(c+i\lambda)\tau} \Big|_0^{\infty} = \frac{n!}{(c+i\lambda)^{n+1}}
\end{aligned}$$

故に (2.6) に代入すれば

$$W(t_0) = \sum_{n=0}^{\infty} W_n(t_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(c+i\lambda)^{n+1}} K^{(n)}(t_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} e^{-t(n+1)\varepsilon}}{r^{n+1}} K^{(n)}(t_0). \tag{2.8}$$

但し

$$r = \sqrt{c^2 + \lambda^2}, \quad \varepsilon = \tan^{-1} \frac{\lambda}{c}.$$

上式に依り判る様に時刻 t_0 に於て吹く風は決して氣壓傾度と氣壓變化傾度のみではなく、もつと高次の氣壓傾度の導函數迄も効いて居るのである。只實際の場合 $K^{(2)}$ 以上の項が如何程影響があるかどうかは問題になるだけである⁽¹⁾。

扱て (2.8) は Phillips も別の方法で求めて居るのであるが彼は $(c+i\lambda)^{-n-1}$ を級數に展開し (6) を二重級數の形に表はして居るために形式が複雑になつて居る。又彼は二重級數に展開してその後再び纏めて居るのは數式の運用上感心出來ない。(2.8) に於て判る重要な事柄は、 $c=0$ の場合氣壓傾度の時間に関する微分係數に對應した風は、微係數の次數が偶數の場合には等變化線に平行で奇數の場合は直角である。全部の項を展開して書くのは煩雜である割合に特別の結果が得られそうにないので問題になる初めの二項のみを展開することにしよう。

$$W_0(t_0) = -\frac{K^{(0)}(t_0)}{(c+i\lambda)}$$

(1) 此の問題の解決には各觀測所に於ける氣壓の自記紙より氣壓曲線の高次の微分係數の絕對値や傾度を調査すれば良い。

即ち

$$\left. \begin{aligned} &= -\frac{(c-i\lambda)}{(c^2+\lambda^2)} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y} \right) \\ u_0(t_0) &= -\frac{1}{c^2+\lambda^2} \left(c \frac{\partial P}{\partial x} + \lambda \frac{\partial P}{\partial y} \right) \\ v_0(t_0) &= -\frac{1}{c^2+\lambda^2} \left(c \frac{\partial P}{\partial y} - \lambda \frac{\partial P}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} W_1(t_0) &= \frac{K^{(1)}(t_0)}{(c+i\lambda)^2} \\ &= \frac{(c-i\lambda)^2}{(c^2+\lambda^2)^2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial t \partial x} + i \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial y} \right) \\ &= \frac{c^2-\lambda^2-2ic\lambda}{(c^2+\lambda^2)^2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial t \partial x} + i \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial y} \right) \end{aligned}$$

即ち

$$\left. \begin{aligned} u_1(t_0) &= \frac{1}{(c^2+\lambda^2)^2} \left\{ (c^2-\lambda^2) \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial x} + 2c\lambda \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial y} \right\} \\ v_1(t_0) &= \frac{1}{(c^2+\lambda^2)^2} \left\{ (c^2-\lambda^2) \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial y} - 2c\lambda \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial x} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

$W_0(t_0)$ は定常の場合に存在する風であり、從來屢々論じられて居たものである。(2.9) に於て第一項は摩擦項の存在のために等壓線に直角に吹く風で氣壓の低い方に吹込む成分であり、地上附近で此の項は卓越する。之は摩擦を省略すれば無くなる。

第二項は所謂地衡風で摩擦を省略しても勿論無くならない。

今 $\frac{\partial P}{\partial y} = 0, \frac{\partial P}{\partial x} > 0$ の場合

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= -\frac{c}{c^2+\lambda^2} \frac{\partial P}{\partial x} \\ v_0 &= \frac{\lambda}{c^2+\lambda^2} \frac{\partial P}{\partial x} \end{aligned} \right\}$$

$$\tan \beta_0 = \frac{u_0}{v_0} = -\frac{c}{\lambda} \quad (2.11)$$

即ち c は地上附近では等壓線よりの風向の偏倚を實測すれば求められる。緯度が低い程 β が大きい事即ち吹込みが大きい事はよく知られた事柄である。

次に $W_1(t_0)$ であるが之が今問題にする風である。

(2.10) の第一項は等變化線に直角であることは容易に判る。第一項に於て $c=0$ と置けば

$$\left. \begin{aligned} u_1(t_0) &= -\frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial x} \\ v_1(t_0) &= -\frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

になり、之は氣壓が降下しつゝある方向に吹く風であり、所謂 Brunt-Douglas の與へた變壓風である。此の式で $c=\lambda$ の場合全く此の様な成分が現はれない事は注意を要する。第二項は Ertel が遅れの時間の理論より與へたもので Möller-Sieber の變壓風になる。

$$\left. \begin{aligned} u_1(t_0) &= -\frac{2c\lambda}{(c^2+\lambda^2)^2} \frac{\partial^2 P}{\partial y \partial t} \\ v_1(t_0) &= -\frac{2c\lambda}{(c^2+\lambda^2)^2} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

之は例へば $\frac{\partial^2 P}{\partial y \partial t}=0$ と置けば容易に判る様に氣壓降下域を右に見て吹く風を表はし Möller-Sieber の經驗法則と一致する。

(2.10) に於て $\frac{\partial^2 P}{\partial y \partial t}=0$ と置けば

$$\left. \begin{aligned} u_1(t_0) &= \frac{c^2-\lambda^2}{(c^2+\lambda^2)^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial x} \\ v_1(t_0) &= -\frac{2c\lambda}{(c^2+\lambda^2)^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

従つて

$$\tan \beta_1 = \frac{u_1}{v_1} = -\frac{c^2-\lambda^2}{2c\lambda}$$

即ち等變化線と傾きを生じ、 $c=\lambda$ の場合等壓變化線に平行で、 $c=0$ の場合は直角になる事は上述の通りであるが、 $c \geq \lambda$ に従つて等變化線に對して吹込みの場合と吹出の場合とがある。

Ertel の遅れの時間の理論の結果と比較すると⁽¹⁾

$$\tau = \frac{2c\lambda^2}{(c^2+\lambda^2)^2} \quad (2.15)$$

なることが判る。

§ 3. 吟 味

(i) Brunt-Douglas と Möller-Sieber の結果の検討比較

$W_1(t_0)$ の第一項は摩擦のない場合には確かに Brunt-Douglas の結果と一致するのであるが、少しでも摩擦がある場合には Möller-Sieber の云ふ成分も表はれて来る。更に $\lambda=c$ の場合には Brunt-Douglas の法則は全く成立せず Möller-Sieber の法則が完全に成立する。又摩擦がなければ Möller-Sieber の法則は全く成立しない。

Brunt-Douglas の法則が完全に成立する自由大氣中に於ても常に亂渦の存在のために渦粘性係数が全く零にはならない。又垂直方向に速度傾度が全くない事はなく常に大なり小なりの傾度が存在する。特に不連續面が存在する場合は可成りの高度に於ても垂直方向に速度傾度が存在する故に、

(1) Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie. 121 頁, 307.

普通の流體力學の運動方程式の摩擦項 $\nu \nabla^2 W$ に於て解が $W = A \cos \alpha y$ 又は $e^{-\alpha y}$ の様な形式になるものとすれば $-\nu \alpha^2 W$ 又は $\nu \alpha^2 W$ 等になり, $c=0$ と置くことは自由大氣中でも直ちに妥當ではない。まして地面附近に於ては猶更である。

要するにその時々によつて何れの場合も現はれると考へるのが妥當であらう。然し自由大氣中では c は小さいものと考へられるから, Brunt-Douglas の結果に近いと考へてよい様に思はれる。

$W_1(t)$ の第一項に於て注意すべき事は $c > \lambda$ になると風向は逆になり, 氣壓降下域 $\bar{P} < 0$ より吹出しがあることになる。此の様な事が起る可能性が特に低緯度で大きい。今後注目を要する。

次に注意を要することは W の第三項以下の項である。

(ii) 次に (2.8) を完全に採つた場合と (2.8) の第二項迄を採つた場合の差を數値例を以て示さう。一例として

$$K = A e^{i p t} \quad (3.1)$$

なる式にて表はされる場合を考へる。

t	0	$\pi/2p$	π/p	$3\pi/2p$	$2\pi/p$
$\partial P/\partial x$	1	0	-1	0	1
$\partial P/\partial y$	0	1	0	-1	0
氣壓傾度の 方 向	←	↓	→	↑	←

$p > 0$ の場合の氣壓傾度の向ふ方向

上表は $p > 0$ の場合に就て氣壓傾度の廻轉方向を示したものであり, 氣壓傾度は反時計廻りに廻轉する。猶 $p < 0$ の場合は時計廻りに廻轉する氣壓場を表はす

(3.1) を (2.5) に代入して積分すれば

$$\begin{aligned} W(t_0) &= -e^{-(c+i\lambda)t_0} \int_{-\infty}^{t_0} A e^{i p t} e^{(c+i\lambda)t} dt \\ &= -A e^{-(c+i\lambda)t_0} \frac{e^{i p t + (c+i\lambda)t}}{c+i(\lambda+p)} \Big|_{-\infty}^{t_0} = -\frac{A e^{i p t_0}}{c+i(\lambda+p)} = -A \frac{e^{i p(t_0-\delta_0)}}{r_0} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\text{但し} \quad r_0 = \sqrt{c^2 + (\lambda+p)^2}, \quad \delta_0 = \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda+p}{c} > 0. \quad (3.3)$$

(3.2) より考へると氣壓傾度の廻轉より $\frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda+p}{c}$ 時間だけ遅れて風向が廻轉することになる。

$p > 0$ の場合 $\delta_0 > 0$

$p < 0$ の場合 $\begin{cases} |\lambda| > |p| & \delta_0 > 0 \\ |\lambda| < |p| & \delta_0 < 0 \end{cases}$

(1) 此の場合 (2.5) に依らずとも (2.3) より直接求められる。即ち $W \propto e^{i p t}$ と置けば $\frac{\partial}{\partial t} = i p$ になるから $W = -\frac{A e^{i p t}}{c+i(p+\lambda)}$ になる。

p が負の場合には $p = \frac{2\pi}{T} = 2\omega \sin \varphi$ を境とし、週期 T が $\frac{1}{\sin \varphi} \times$ 半日 より小さい場合には位相の遅れが正であるが、長い場合には負になる、即ち位相は氣壓傾度の廻轉より進んで居ることになる。臨界週期は極で半日であるが緯度が低くなる程長くなる。赤道に於ては臨界週期は無限大になり、風向の位相は氣壓傾度方向の廻轉の向きの如何に関らず遅れとなつて現れる。

次に (2.8) の第二項を採つた場合を考へる。

$$\begin{aligned} W(t_0) &= -A \left\{ \frac{e^{ip_0}}{c+i\lambda} - \frac{ipe^{ip_0}}{(c+i\lambda)^2} \right\} \\ &= -A \frac{c+i(\lambda-p)}{(c+i\lambda)^2} e^{ip_0} = -A \frac{r_1}{r_2} e^{ip(t_0+(\delta_1-\delta_2))} \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{但し} \quad r_1 &= \sqrt{c^2 + (\lambda-p)^2}, \quad \delta_1 = \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda-p}{c} \\ r_2 &= c^2 + \lambda^2, \quad \delta_2 = \frac{2}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda}{c} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

上式より風は傾度ベクトルより $\frac{2}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda}{c} - \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda-p}{c}$ だけ遅れて居ることが判る。

次に完全な式と近似式の比較を行つて見る。

(a) $c=0, p=\lambda$ の場合 (3.3) より $r_0=2\lambda$

(3.4) より $r_1=0$

即ち (3.3) によれば $W(t_0) = -\frac{A}{2\lambda} e^{i(\lambda t_0 - \frac{\pi}{2})}$ なる風、即ち

$$u = -\frac{A}{2\lambda} \sin \lambda t, \quad v = \frac{A}{2\lambda} \cos \lambda t \quad (3.6)$$

なる風が吹くのに對して (3.4) によれば風は吹かない事になる。即ち第二項迄採つたために此の様な矛盾が起るのである。

次に絶対値に就て考へよう。絶対値の比を採れば

$$\frac{r_1}{r_2} r_0 = \frac{\sqrt{c^2 + (\lambda-p)^2} \sqrt{c^2 + (\lambda+p)^2}}{c^2 + \lambda^2} = \frac{\sqrt{(c^2 + \lambda^2 + p^2)^2 - 4\lambda^2 p^2}}{c^2 + \lambda^2} = \sqrt{1 + \frac{p^2(p^2 + 2c^2 - 2\lambda^2)}{(c^2 + \lambda^2)^2}}. \quad (3.7)$$

即ち $p^2 + 2c^2 \geq 2\lambda^2$ に従つて完全式の方が近似式より小さい事も大きい事もある。

(b) $c=0, p=\sqrt{2}\lambda$ の場合 $\varphi=45^\circ$ に於ては

$$\frac{2\pi}{T} = \sqrt{2} 2\omega \sin 45^\circ = 2\omega \quad (3.8)$$

即ち $T=1/2$ 日が境になる。

例へば緯度 45° に於ては週期が半日より短かい同轉性の氣壓變化に對して完全な式より近似式の方が大きい風速を與へる。

緯度が高くなれば此の臨界値は小さくなり、緯度が低くなる程大きくなる。

臨界週期と緯度の関係は次の様になる。

$$T = \frac{1}{2\sqrt{2} \sin \varphi} = \frac{1 \sin 45^\circ}{2 \sin \varphi} = \frac{\sin 45^\circ}{\sin \varphi} \times 12 \text{ 時間.} \quad (3-9)$$

φ	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
T 時間	∞	48.9	24.8	16.9	13.2	12	11.1	9.8	8.6	8.5

摩 擦 の 影 響

摩擦が働けば臨界週期が長くなる (3-6) に於て

$$c \geq \lambda \quad (3-10)$$

以上になれば p の如何に関らず近似式の方が完全式より大きい風速を與へる。

例へば $c=\lambda$ の場合を考へると (3-7) は

$$\frac{r_1}{r_2} r_0 = \sqrt{1 + \frac{p^4}{4\lambda^4}} \quad (3-11)$$

になる。 $p \propto \frac{1}{T}$ であるから p/λ は週期が短くなる程 p/λ が大きくなり $\frac{r_1}{r_2} r_0$ が 1 より大きくなる。 $p = \frac{2\pi}{T}$, $\lambda = \frac{2\pi}{T_0} \sin \varphi$ ($T_0 = 1/2$ 日) と置けば $\frac{p}{\lambda} = \frac{T_0}{T \sin \varphi}$ なる故に、

$$\frac{r_1}{r_2} r_0 = \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{T_0}{T \sin \varphi} \right)^4}. \quad (3-12)$$

即ち週期が短い程比が大きくなる。

任意の時間の函数は Fourier の定理により三角函数の積分の級數又は積分に分解することを考へれば、數時間以内で變化する場合には $\frac{r_1}{r_2} r_0$ は確かに 1 より大きい。即ち假に完全式が實際の風を表はすものとすれば、風ベクトルの實測値と二項迄採つた近似式と比較すると實測値の方が常に小さい事になる。

(c) 次に位相角に就て考へよう。

$$\delta_0 = \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda + p}{c} \text{ であるから}$$

$$p = \infty \text{ に對して}$$

$$\delta_0 = 0$$

$$p = \lambda \text{ に對して}$$

$$\delta_0 = \frac{1}{\lambda} \tan^{-1} \frac{2\lambda}{c}$$

$$p = 0 \text{ に對して}$$

$$\delta_0 = \infty$$

$$p = -\frac{\lambda}{2} \text{ に對して}$$

$$\delta_0 = -\frac{2}{\lambda} \tan^{-1} \frac{\lambda}{2c}$$

$$p = -\lambda \text{ に對して}$$

$$\delta_0 = 0$$

$$p = -2\lambda \text{ に對して} \quad \delta_0 = \frac{1}{2\lambda} \tan^{-1} \frac{\lambda}{c}$$

$$p = -\infty \text{ に對して} \quad \delta_0 = 0$$

次に (3.4) より $\delta_2 - \delta_1 = \frac{2}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda}{c} - \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda - p}{c}$ であるから、

$$p = \infty \text{ に對して} \quad \delta_2 - \delta_1 = 0$$

$$p = \lambda \quad " \quad \delta_2 - \delta_1 = \frac{2}{\lambda} \tan^{-1} \frac{\lambda}{c}$$

$$p = 0 \quad " \quad \delta_2 - \delta_1 = \infty$$

$$p = -\lambda \quad " \quad \delta_2 - \delta_1 = -\frac{2}{\lambda} \tan^{-1} \frac{\lambda}{c} + \frac{1}{\lambda} \tan^{-1} \frac{2\lambda}{c}$$

$$p = -\infty \quad " \quad \delta_2 - \delta_1 = 0$$

何れの場合でも週期が無限大になれば位相の遅れは無限大になり週期が非常に短くなれば遅れは零になる。然しその中間の状態では稍異つた位相の遅れを示す。

$c = 0$ の場合 $\delta_0 = \frac{1}{p} \frac{\pi}{2}$, $\delta_2 - \delta_1 = \frac{1}{p} \frac{\pi}{2}$ になり、何れも位相の遅れは同じとなる。

$$\delta_2 - \delta_1 - \delta_0 = 2 \tan^{-1} \frac{\lambda}{c} - \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda - 1}{c} - \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda + p}{c}$$

$$\text{なる故に} \quad \tan(\delta_2 - \delta_1 - \delta_0) = \frac{2c\lambda}{c^2(p^2 + c^2 + 2\lambda^2) + \lambda^2(\lambda^2 - p^2)}.$$

$c > \lambda$ であれば常に $\tan(\delta_2 - \delta_1 - \delta_0) > 0$, 即ち近似値の方が常に大きい位相の遅れを示す。

$c < \lambda$ の場合 $p^2 < \frac{(c^2 + \lambda^2)^2}{\lambda^2 - c^2}$ の場合には $c > \lambda$ と同様であるが, $p^2 > \frac{(c^2 + \lambda^2)^2}{\lambda^2 - c^2}$ の場合には近似式の方が位相の遅れが小さくなる。

次に (3.3) に就て具体的に考へて見る。

(a) $r_0 = \sqrt{c^2 + (\lambda + p)^2}$ に於て同じ週期の場合でも時計廻りと反時計廻りでは r_0 が變る, 即ち時計廻りの場合

$p < 0$ になるから r_0 は小さくなり, 従つて $W(t_0)$ は大きくなる。

$\delta_0 = \frac{1}{p} \tan^{-1} \frac{\lambda + p}{c}$ に於ても同様に時計廻りの方が反時計廻りより δ_0 が小さくなる。

例へば進行性低氣壓の進行方向に對して右側では氣壓傾度は時計廻りで左側では反時計廻りである。故に右側では $r_0 < \sqrt{c^2 + \lambda^2}$, 左側では $r_0 > \sqrt{c^2 + \lambda^2}$ 故に W は右側で大きく左側で小さい。即ち進行方向に對して右側では風が強く, 左側では風が弱い。此の事は既に淵氏が注意された所である⁽¹⁾。

(1) 氣象集誌, 第二輯 第 13 卷 第 5 號 (昭和 10 年), 第 15 卷 第 1 號 (昭和 12 年)。

數値例としては種々の場合が考へられるが之等に関する吟味は改めて行ふ事にする。實用される風の理論は傾度風，變壓風の程度であるが實際の風は之等より可成りの偏倚を示す。本論文に於ける方向に詳細な吟味を行へば實用に對しても満足すべき結果が得られるものと考へる。

§ 4. 遅れの時間に關する吟味

$$\tau = \frac{2c\lambda^2}{(c^2 + \lambda^2)^2} = \frac{2}{\lambda} \frac{x}{(1+x^2)^2} \quad \text{但し } x = \frac{c}{\lambda} \quad (2.15)$$

にて遅れの時間が與へられる。

$$\frac{d\tau}{dx} = \frac{2}{\lambda} \left(\frac{1-3x^2}{(1+x^2)^3} \right)$$

なる故に $x = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0.58$ で τ の極大値を與へる。

$$\tau_{\max} = \frac{2}{\lambda} \frac{1/\sqrt{3}}{\left(1 + \frac{1}{3}\right)^2} = \frac{1}{\lambda} \frac{3\sqrt{3}}{8}$$

$$\lambda = \frac{2 \times 2\pi \times \sin \varphi}{24} = \frac{\pi}{6} \sin \varphi$$

$$\tau_{\max} = \frac{6}{\pi \sin \varphi} \frac{3\sqrt{3}}{8} = 1.24 / \sin \varphi \quad \text{時間} \quad (4.1)$$

之より次表を得る。

φ	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\tau_{\max}$	∞	7.14	3.63	2.48	1.92	1.62	1.43	1.32	1.26	1.24時間

次に x と τ との關係は次式で與へられる。但し $\lambda = 3.819$ 時間 = 229.19 分

x	0	0.25	0.5	0.58	1	1.5	2	3	4	5
$\frac{x}{(1+x^2)^2}$	0	0.2214	0.320	0.325	0.250	0.142	0.08	0.03	0.014	0.007
$\frac{2}{\lambda} \frac{x \sin \varphi}{(1+x^2)^2}$	0	50 分	1 時間 13 分	1 時間 13 分	57 分	33 分	18 分	7 分	3 分	1.5 分

以上表によれば遅れの時間は略 1 時間内外になることが納得出来る。Ertel は略 1 時間として居るが之は如何なる方法により求めたものか不明であるが我々の理論と略一致する値である。

今例へば Exner, Dyn. Met. 110 頁所載の c (同書では k と記してある) を用ひると次表の如くなる。

	緯度	c	x	τ_{max}	τ
北米	37°	$8.03 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$	0.91	2.1時間	1時40分
ノールウェイ	61°	8.45×10^{-5}	0.66	1.4	1時21分
西歐大陸	51°	6.37×10^{-5}	0.56	1.6	1時34分
“海岸	51°	2.58×10^{-5}	0.22	1.6	53分
大西洋	15-50°	3.51×10^{-5}	0.92-0.31	8-1.6	1時57分-1時15分
					平均 1時間26分

更に Baur Phillips が決定した値⁽¹⁾により Hesselberg の公式にて求めると次の様になる。但し緯度としては 50° 即ち $\lambda = 1.12 \times 10^{-4}$ を採る。

陸に対しては $b_c = 1.9 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $\beta_c = 29^\circ$ なる故に

$$b_c \cos \beta_c = 1.9 \times 10^{-4} \cos 29^\circ = 1.9 \times 0.458 \times 10^{-4} = 8.70 \times 10^{-5}$$

$$b_c \sin \beta_c = 1.9 \times 10^{-4} \sin 29^\circ = 1.9 \times 0.875 \times 10^{-4} = 16.63 \times 10^{-5}$$

$$\therefore x = \frac{8.7}{11.2 + 16.6} = \frac{8.7}{27.8} = 0.312 \quad \tau = 1 \text{ 時間 } 16 \text{ 分}$$

海上に対しては $b_M = 0.65 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $\beta_M = 50^\circ$ なる故に

$$b_M \cos \beta_M = 0.65 \times 10^{-4} \times 0.643 = 4.18 \times 10^{-5}$$

$$b_M \sin \beta_M = 0.65 \times 10^{-4} \times 0.766 = 4.98 \times 10^{-5}$$

$$\therefore x = \frac{4.18}{11.2 + 5.0} = \frac{4.18}{16.2} = 0.258 \quad \tau = 1 \text{ 時間 } 7 \text{ 分}$$

即ち何れの方面より求めても略 1 時間位の値になる。之は Ertel の結果と一致して居る。Ertel の結果が如何なる方法により求められたのか不明であるから、此の一致もどの程度の意味があるのか判らない。

(1) Ann. d. Hydr. 66. 1938, 291.

第 二 部

§5. 慣性項に関する考察

第一部に於ては d/dt を $\partial/\partial t$ と置いて取扱つたが茲には省略した項に関する考察を行ふことにする。此の省略した項はその重要性は判つて居るが運動方程式を非線形微分方程式にするために解析的取扱ひが特殊の場合を除き殆ど不可能であつた。茲には此の非線形微分方程式の一般解を與へることが不可能ではあるが適當なる變形により物理的意義が明瞭になり、その影響も判り近似的取扱ひも可能となる一方法を述べる。

(1) を書直せば

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \lambda v + cu &= -\frac{\partial P}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda u + cv &= -\frac{\partial P}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

第一式に $v\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)$ を加へ第二式に $u\left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}\right)$ を加へ適當に纏めて次式を得る。 $P = \int \frac{dp}{\rho}$ を用ひると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + cu - (\lambda + \zeta)v &= -\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial(u^2 + v^2)}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + cv + (\lambda + \zeta)u &= -\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial(u^2 + v^2)}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

ρ の壓縮性を省略

$$\mathfrak{P} = \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \text{ (全壓の } 1/\rho \text{ 倍)} \text{ 及 } \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

を用ひると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + cu - (\lambda + \zeta)v &= -\frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + cv + (\lambda + \zeta)u &= -\frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

を得る。之が地上風に對する完全な運動方程式と考へられ $\mathfrak{P} = \text{const}$ を故北尾次郎博士はイソデイナーメンと名付けた。(5.3) の解法として今 $t = -\infty$ に於て $v = 0$ の場合を考へることにする。

第二式に i を乗じ加へると

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \{c + i(\lambda + \zeta)\}W = \mathfrak{R} \text{ 但し } \mathfrak{R} = -\frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial x} - i \frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial y}. \quad (5.4)$$

$$W = \overline{W} e^{-\int_{-\infty}^{t_0} [c + i(\lambda + \zeta)] dt}$$

と置くと

$$\frac{\partial \overline{W}}{\partial t} = \mathfrak{R} e^{\int_{-\infty}^{t_0} [c + i(\lambda + \zeta)] dt}$$

$$\overline{W} = \int_{-\infty}^{t_0} \Re e^{\int_{-\infty}^{t_0} [c+i(\lambda+\xi)] dt} dt. \quad (5.5)$$

$$\text{故に} \quad W = e^{-\int_{-\infty}^{t_0} [c+i(\lambda+\xi)] dt} \left\{ \int_{-\infty}^{t_0} \Re e^{\int_{-\infty}^{t_0} [c+i(\lambda+\xi)] dt} dt \right\}. \quad (5.6)$$

上式は一見解の如く見えるが實は之は (5.3) を變形したのみで本當には解にはなつて居ない。何故なら W が決定した後決定すべき未知の量であるから、要するに微分方程式の代りに積分方程式に變へたに過ぎないのである。然し茲に注意すべき事は ξ のはいり方である。即ち此の式より見ると時刻 t に於ける W を決定するのに、 ξ は t に於ける値よりはむしろそれ以前の値が積算的に効いて居ることである。従つて $t=t_0$ の値が判つて居て $t=t_0+\Delta t$ 運動を知る場合には ξ は t_0 と $t_0+\Delta t$ との間に變るが、 Δt が餘り長くなく ξ の時間的變化が單調である場合にはその時間の平均の ξ を用ひても實質上は餘り差異を起さないであらう。又實際には減衰項 c の存在のために餘り以前の影響は指數的に減少するから、 ξ を適當な時間に對する常數と置いても大した本質上の誤差を起さないものと考へられる⁽¹⁾。減衰項 e^{-ct} の効き方に就て考へれば $c=10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ 程度であるから $e^{-1} \div \frac{1}{2.72} = 0.37$ になる時間は $10^4 \text{ sec} \approx 2 \text{ 時間 } 46 \text{ 分}$ 、0.1 になるには 5 時間半位である。故に此の間に ξ が著しい變化を起すことも實際には少なければ實際上の問題では ξ を適當な常數と扱つてもよいと考へられる。結局 ξ の變化が λ の値に比べて小さい場合には此の様な方法が精確になるのである。 ξ が變化する様な運動例へば颱風の發生時の運動の場合には時間的に逐次近似法を行へば精度は幾何でも上げることが出来る。

扱て近似的に $\xi = \bar{\xi} = \text{const}$ と置き

$$K = K_0 + \frac{\partial K_0}{\partial t} t + \dots$$

の如く展開すれば

$$W = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\{c+i(\lambda+\bar{\xi})\}^{n+1}} K^{(n)}(t_0) \quad (5.7)$$

を得る。之は (2.8) と比較されるべきもので只 λ の代りに $\bar{\xi}$ が加はつたのみである。

従つて遅れの時間 τ でも此の場合

$$\tau = \frac{2c(\lambda+\bar{\xi})^2}{\{c^2+(\lambda+\bar{\xi})^2\}^2} \quad (5.8)$$

の如くなる。

低氣壓性渦度の存在する場合には λ が大きい様に効き、高氣壓性渦度の存在する場合には λ は小さい様な效果を示す。

要するに ξ の效果に就ては λ を變へた様に考へればよいのである。即ち從來の方程式に比べて

(1) 粘性による減衰函數は境界面以外では渦度によつて表はされて居ることに注意する必要がある。

λ が ζ だけ増し即ち絶對渦度を用ひることと靜壓の代りに全壓を用ひるべき點である。

§ 6. 慣性項を考慮したために起る變化

(I) 茲には慣性項を考慮したために如何なる影響があるかを研究して見る。

(i) 等壓線との傾角

等壓線の系に沿つて局所的直角座標系を採り、 x を氣壓傾度の方角に採ると $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ なる故に時間に関しない項は

$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{c}{c^2 + (\lambda + \zeta)^2} \frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial x}, \\ v &= \frac{\lambda + \zeta}{c^2 + (\lambda + \zeta)^2} \frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$

故に

$$\frac{u}{v} = \tan \theta = -\frac{c}{\lambda + \zeta}. \quad (6.2)$$

即ち $\zeta > 0$ (低氣壓性) の場合は $\zeta < 0$ (高氣壓性) の場合より傾角が小さい。

此の事は注意すべき重要な事柄である。強烈な颱風では中緯度に於ても ζ は λ の 10 倍乃至 20 倍の事もあるので θ は非常に小さくなるのである。

前線帯に於ても同様な事が成立する。熱帯地方では轉向力が小さいので海面摩擦が同じ場合には傾角が大きくなる。赤道方面で風と等壓線との傾角は從來に當然あるべきと考へられた様に大きくないことは意外とする所である。此の事は上の結果より當然である。所謂熱帯前線帯が發達した時には ζ は相當な値になり著しく傾角は小さくなつてよいのである。

(ii) 傾 度 風

(5.3) より圓壩座標の運動方程式が容易に得られる。

(5.3) の第一式に $\cos \theta = \frac{\partial x}{\partial r}$, 第二式に $\sin \theta = \frac{\partial y}{\partial r}$ を乗じ加へ

$$v_r = u \cos \theta + v \sin \theta, \quad v_\theta = -u \sin \theta + v \cos \theta$$

を用ひると容易に次式を得る：

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + c v_r - (\lambda + \zeta) v_\theta = \frac{c \mathfrak{P}}{\partial r}.$$

第一式に $-\sin \theta$, 第二式に $\cos \theta$ を乗じ加へると

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + (v_\theta + \lambda + \zeta) v_r = \frac{\partial \mathfrak{P}}{r \partial \theta}$$

上式に於て

$$c = 0, \quad v_r = 0, \quad \zeta = \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}$$

$$-\left(\lambda + \frac{v_\theta}{r}\right) v_\theta = -\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial r}$$

になり、之は傾度風の式である。

$$\text{又 } \zeta=0 \text{ 即ち } \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} + \frac{v_{\theta}}{r} = 0$$

$$\lambda v_{\theta} = \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial r}$$

になる故曲率があつても渦度が零であれば壓力として全壓を採用すれば地衡風の式がその儘成立する。即ち天氣圖を全壓により畫くならば地衡風からの偏倚は ζ の大小によることになる。

低氣壓特に颱風の如く渦度の集積が大きい場合には ζ は大きく全壓傾度が同じでも之に伴ふ風は弱くなる。高氣壓の場合では $\zeta < 0$ であるために $\lambda + \zeta < \lambda$ であり、 v_{θ} は大きくなるが $\lambda + \zeta < 0$ になることはない。Möller-Sieber が實際の風が地衡風に比べて常に大きい風を與へて居るといふ結果を得て居るが、之は統計を採ることが出来るのは天氣がよく高氣壓性の渦度がある場合であることを考へれば當然である。

$$v_{\theta} = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (\lambda + \zeta) v_{\theta} = \frac{1}{p} \frac{\partial P}{\partial r}$$

に於て $\partial v_{\theta} / \partial r$ の場合 v_0 / v_{θ} は次表の如くなる。但し $\lambda = 10^{-4}$ と採つてある。

$v_{\theta} \backslash r$	10 浬	50 浬	100 浬	200 浬	400 浬
1 米/秒	∞	10/8	10/9	100/95	100/975
5		∞	2	100/75	100/875
10			∞	2	100/75
20				∞	2
40					∞

(iii) 動壓

第二部に於ては氣壓としては靜壓の代りに全壓を用ひたのであるが、此の差は水銀柱に直して何の程度であらうかと云ふ事を知つて置く必要があるので次に表を與へて置く。 $\rho = 0.1293$ として次の様になる。

v 風速 米/秒	1	5	10	15	20	25	30	40	50
$\frac{1}{2} \rho v^2$ 耗 Hg	0.005	0.125	0.5	1.1	2.0	3.13	4.5	8.0	12.5

(iv) 變化に關して ζ の影響は $\zeta > 0$ の場合には考へる變化が高緯度に起つて居る様な結果になる。即ち低氣壓に於ては遅れの時間が短くなる。又構造の安定度の問題から云へば一層安定になる様な作用をする。著者が別の論文で示した安定度に關する規準では常に $\zeta + \lambda$ が纏つた形で現はれて居るし、その他收斂による渦度の發達の問題に於ても $\lambda + \zeta$ 即ち絶対渦度の形ではいつて來ることと、(5.8) で表はされた様に遅れの時間に於ても絶対渦度の形式で現れることは決して偶然な

事ではないのであつて、氣象力學に於ては $\zeta + \lambda$ が從來 λ だけに就て注意されて居た事柄に對して新しく特に注目されるべき事である。著者の特に近頃屢々經驗することは λ ではなく $\lambda + \zeta$ が高低氣壓の力學で根本的重要性を持つ様に思はれる事である。

以上の結果もその一例に過ぎない。

東 亞 の 乾 燥 限 界*

福 井 英 一 郎**

1. 緒 言

或土地の降水効果を考へる場合に單に降水量それ自身を以てしては正當なる氣候的判斷を下し得ないことが珍しくなく、特に農業や土壤學方面では實際問題としては有效的に作用する降水量が要求される。即ち此の場合に實際的意義を有つのは降水量から蒸發量を差引いた残りであるが、後者は氣溫との關係が非常に大きいから乾燥限界を定める數値として之まで最も多く用ひられて來たのは氣溫と降水量とを組合せたものであつた。之は又一つには蒸發量の資料が廣くどの地方でも得られないので前以て氣溫との關係を求めておいて逆に之を用ひ蒸發量に代へようとの意圖からでもある。斯くして乾燥限界の決定は氣候學上に於いても相當重要な問題であり、草原や沙漠の限界を氣候要素の函數として表示することは今日まで多くの人々によつて行はれて來たが、これ等は結局は同じ考へに出發したものか或はさうでなくても結果として得られてゐるものは結局同一の形の式に歸着せしめ得るのである。

2. 乾燥限界の表示式

W. Köppen⁽¹⁾ は乾燥限界を降水量と氣溫との函數として與へ、限界線上に於ける年降水量 γ (纏) を次式によつて與へた。

$$\gamma = 2(t + \alpha)$$

但し t はその場所の年平均氣溫、 α は常數で 1 年中多雨の地方では 7、夏に多雨で冬に雨の寡い地方では 14、逆の場合では 0 とした。又沙漠との境は

$$\gamma = t + \alpha$$

とした。併し之はいづれも實際の草原や沙漠の分布と合ふ様に定められた値であるから知見の擴大

* E. Fukui: "Trockengrenze" (Humid-arid Boundary) in Eastern Asia.

** 中央氣象臺調査課、氣象技師。

(1) W. Köppen: Grundriss der Klimakunde, Berlin, 1931.