氣 象 集 誌

第二輯 第二十一卷 第十號

論 文

乙字型等壓線の生長機構，寒氣氾濫に際し低緯度に 生ずる高氣壓性氣流系*

荒 川 秀 俊**

J. Namias⁽¹⁾ は嘗て冬季寒氣が氾濫する時に，高緯度では低氣壓性氣流系をなすが，南進するにつれ高氣壓性氣流系にかはること（この事實は東亞に於ては非常に屢々認められる）を述べ，その理由は未だに不可解であるとなし，次の如くに述べた。

It is difficult, however, to give a physical explanation of such an anticyclonic trajectory of an extensive polar air-mass. Indeed, over the Continent, polar air-currents generally possess a cyclonic curvature, with the exception of small branches which are diverted around anticyclonic eddies on the right side of dominating cold air "wake-stream". While at present there appears no satisfactory explanation for this large-scale anticyclonic trajectory of polar air once it has left the Continent, no experienced synoptic meteorologist can doubt that it must be accepted as an *observed fact*.

私は本文ではまづこの問題を考へて見たい。

先づ我々はバロトロープ大氣を考へて見よう。水平面内に x 及び y 軸を撰び， z 軸を垂直上方にとる。さうすると摩擦のない運動の方程式は

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}.$$

こゝに u 及び v は水平分速， p は氣壓， ρ は密度， f はコリオリのパラメーターで， ϕ を緯度， ω を地球回轉の角速度とすれば $f = 2\omega \sin \phi$ である。

第一の方程式に $-\partial/\partial y$ をオペレートし，第二に $\partial/\partial x$ をオペレートして加へると Rossby⁽²⁾ の求

* H. Arakawa: On the Large-Scale Anticyclonic Trajectory of Polar Air, the Formation of Orographic Depressions in Japan and the Average Track of Transcontinental Barometric Centres.

** 中央氣象臺調査課長，氣象技師，理學博士。

(1) Two Important Factors Controlling Winter-Time Precipitation in the Southeastern United States, Trans. Amer. Geophys. Union, 1939, p. 342.

(2) C. = G. Rossby: Supplement to Q. J. Roy. Met. Soc. 66, p. 71, Eq. (8), 1940.

めた式

$$\frac{d(f+\zeta)}{dt} = -(f+\zeta) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (1)$$

を得る. こゝに ζ は垂直軸の周りの相對渦度で $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, 又 $(f+\zeta)$ は全渦度(常に正)である. 本式は地球の曲率を考へた場合にも成立つ⁽¹⁾.

Hesselberg-Friedmann の表を利用して (1) の各邊に現はれる各項のオーダーを比較して, 高次の微小量を除去すると

$$\frac{d\zeta}{dt} = -(f+\zeta) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (2)$$

本式は J. Bjerknes⁽²⁾ の求めた式で頗る有名である.

寒氣が氾濫するときには, 次第に沈降しつゝ南下するから, 水平氣流のみに關して見ると發散して居る⁽³⁾. 大雑把に天氣圖で見られる等壓線を以て氣流を代表するものとすれば, 冬季シベリヤ高氣壓から寒氣が吹き出して居るときは天氣圖上で寒氣流の末流程, 等壓線が擴がつて, 寒氣流が發散して居るのが見られる (第 1 圖参照). 發散が起つて居れば $\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) > 0$; 先きに注意した如く $(f+\zeta) > 0$ であるから, 方程式 (2) より發散する氣流系では

$$\frac{d\zeta}{dt} < 0.$$

即ち氣流自身の相對渦度は次第に減ずる. 依て高緯度のシベリヤ乃至内地附近では, 吹き出しの氣流系が低氣壓性であつても, 臺灣附近のやうな低緯度に達する頃には負の相對渦度, 換言すれば 高氣壓性の經路をとつても宜しいのではないかと思はれる. 逆に北進する氣流は收斂し, 次第に 低氣壓性の經路をとるに至る.

次に上述のやうな寒氣の吹き出しのあるときは, 内地を横斷する氣流や臺灣を横斷する氣流等は常に特徴ある屈曲を示す (第 2 圖参照). この屈曲は昔から有名であつて既に幾多の研究がある. 即ち寺田寅彦⁽⁴⁾, 平田徳太

第 1 圖

第 2 圖

(1) 荒川秀俊: 渦度と高, 低氣壓. 氣象集誌 第 2 輯 第 19 卷 第 5 號 (昭和 16 年).

(2) J. Bjerknes: Geof. Publ., 9, No. 9 (1932).

(3) 荒川秀俊: 氣象力學, § 3-18 (昭和 15 年).

(4) T. Terada: On a Typical Form of Isobars, Proc. Phys. Math. Soc. Tokyo, 2nd Ser. 7, 258-264 (1914).

郎⁽¹⁾兩博士は嘗てこの問題を取扱つたが、若干不透明で理解の困難な所がある。しかしその論旨は一は山脈を吹き越す際に一旦成雨級に入るため上昇氣流の温度と下降氣流の温度とが若干違ふことに由來するなるべしとし、他は海面と陸上の摩擦が異なるために、入射氣流と屈折氣流とが海岸で屈折する爲とした。近頃大谷東平氏⁽²⁾はこれを föhn low であらうとした。

勿論 föhn 現象により冬季季節風の卓越する際裏日本側に高壓が出來、關東南部附近に低壓の溝の出來る傾向があることに疑ひはない。又海上と陸上との摩擦の差異により海岸附近で氣流、從て等壓線が若干屈折するのは明らかなことである。又大氣が安定な成層をして居るので、島を吹き越さないで、まわる傾向があり、從つて風上の方へ風の吹き溜り、風下の方へ空氣の稀薄な所が出來る傾向もあるに相違ない。その外に次の如き理由がある。

方程式 (2) の示す如く、水平氣流が發散する所では高氣壓性回轉を生ずる傾向があり、收斂する所では低氣壓性回轉を生ずる傾向がある。假りに連續の方程式にのみ垂直氣流を導入すると、不可壓縮性の流體では

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} \quad (3)$$

である。例へば山脈を吹き越す際、上昇又は下降氣流は地面附近にのみ卓越し、上層では殆んど水平氣流のみあるから、風上の方では $\partial w / \partial z < 0$ 、風下の方では $\partial w / \partial z > 0$ である。依て (2) と (3) とから風上では氣流は高氣壓性になり易く、風下の方では氣流は低氣壓性になり易い。これが冬季季節風の卓越するとき裏日本側が高壓になり、關東南部の方に低壓の溝が出來、所謂乙字型の氣壓配置を生ずる一因となるものと考へられる。特にこの現象は季節風が日本列島に略垂直に入射するとき、まわる水平氣流の最も尠いと思はれる本州中部附近で著しい。

類似現象としては

- 1) 關東南部に生ずる乙字型の氣壓配置。
- 2) 臺灣附近に於ては冬北東季節風が強いときに、臺灣島を横斷する等壓線が風上（東側）ではやゝ高氣壓性になり、風下（西側）ではやゝ低氣壓性になる。
- 3) 平田博士が指摘された如く朝鮮附近にも類似の現象がある。
- 4) 強烈な颱風が臺灣や内地南方等に近づくと、颱風の略圓形な等壓線が島にさしかかり、風上の方ではやゝ高氣壓性に、風下の方では著しい低氣壓性の屈曲を呈することがある。
- 5) アメリカでは例へば Monthly Weather Review の最近號の附圖を見ると上層氣流や、高、低

(1) 平田徳太郎：朝鮮中部及南部に於ける近年の豪雨，朝鮮總督府觀測所年報大正 5 年の部，但し後年の年報所載，朝鮮地方降雨概観なる一小文に於て寺田博士の提言に従ひ論旨の一部訂正しあり。

(2) 大谷東平：北西風により表日本沿岸に形成せられる氣壓の窪みに就いて，氣象集誌 第 13 卷 第 9 號（昭和 10 年）。

氣壓の經路圖が載つて居る。それを見ると氣流や、高低氣壓經路が北米大陸の西側では高氣壓性の途方もない大規模な曲率をもち、東半分では低氣壓性の曲率をもつて居ることがわかる。かゝる諸現象を生ずる原因は (1) föhn 現象, (2) 摩擦の相違による等壓線の屈曲, (3) 大氣の成層が安定な爲島をまわる氣流が生じ易いこと等が挙げられるが、(4) 上述の如き水平氣流の發散、收斂に相應する力學的効果も一つの要因をなすと考へられる。

嘗て私は冬季、シベリヤ大陸から寒氣が吹き出し、赤道に近づく場合には、寒氣の吹き出しは赤道に近づくにつれ厚さを減ずる、言ひ換へると發散し下降する氣流が存在することを示した、又逆に暖波が北進するときには、暖波は北方に達するにつれ厚さを増し、收斂し上昇する氣流を伴ふことが豫想される。

今その所説を繰返して序論としよう。日本附近の北西季節風のやうに、等壓線が北から南に走り、しかもその氣壓配置が數日間殆んど變化せぬ場合 (第 1 圖参照) には、等壓線の曲率半径が 2~3000 軒もあるから、地衡風の公式は略

$$v = -\frac{1}{2\omega \sin \phi} \frac{\partial p}{\partial s}$$

で表はされる。こゝに v は傾度風速、 p は氣壓、 ρ は密度、 ω は地球回轉の角速度、 ϕ は緯度、 s は等壓線に垂直に採つた線坐標を示す。上層氣流は大體等壓線に沿ふて吹くから、圖 ab から入つた氣流はそのまま cd を通らねばならぬ。又 ab における寒氣の厚さ (寒氣全體の厚さでなくとも宜しい) を h とし、 cd における相當寒氣の厚さを指標 $'$ を付して h' とすれば、

$$\rho \cdot v \cdot h \cdot \overline{ab} = \rho' \cdot v' \cdot h' \cdot \overline{cd}.$$

地衡風の法則を上式に代入し、氣流の道筋はそのまま等壓線であると考えたと

$$\frac{h}{2\omega \sin \phi} \cdot \Delta p = \frac{h'}{2\omega \sin \phi'} \cdot \Delta p$$

又は

$$h : h' = \sin \phi : \sin \phi'.$$

即ち兩地點における氣流の厚さの比は兩地點における緯度の正弦の比に等しい。例へば北緯 50° より發した寒氣は北緯 20° に達するとその厚さはもとの 0.58 倍に減つて了ふ、即ち寒氣の吹き出しは赤道に近づくに従ひ、厚さを減ずるやうな緯度効果がある、之と逆の場合が暖波のときにある。

扱て地面の氣流の垂直氣流 w は勿論零で南下する氣流の厚さは減ずる傾向があるから、南下する氣流については $\partial w / \partial s < 0$ が成立つ、同様にして北進する氣流については $\partial w / \partial s > 0$ が成立つ。

しかるにこゝに注意すべきは地衡風の法則に従つて吹走する氣流は發散も收斂もしない⁽¹⁾と言ふ法則が、以上のことと矛盾しないかと言ふことである。この法則は、緯度 ϕ が水平座標の位置に依らず一定と見做される場合について成立つ、もし緯度 ϕ の變化が無視できぬ場合は、勿論この有名な法則は成立たない。即ち地心よりの距離を r 、緯度を ϕ 、經度を λ としたときの地衡風の法則は

$$\begin{aligned} -\operatorname{tg} \phi \cdot \frac{v_\lambda v_\phi}{r} - 2\omega \sin \phi \cdot v_\phi &= -\frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \\ \operatorname{tg} \phi \cdot \frac{v_\lambda^2}{r} + 2\omega \sin \phi \cdot v_\lambda &= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi}. \end{aligned}$$

上二式の左邊は共に $\left(\operatorname{tg} \phi \cdot \frac{v_\lambda}{r} + 2\omega \sin \phi \right)$ なる項で括られる。所が緯度が 0° でも 90° でもない様な中緯度地方では、 $v_\lambda \ll 2\omega \cos \phi$ 、換言すれば $\operatorname{tg} \phi \cdot \frac{v_\lambda}{r} \ll 2\omega \sin \phi$ である。依て中緯度地方では、地衡風の公式は

$$\rho v_\phi = \frac{1}{2\omega \sin \phi \cdot r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \quad \rho v_\lambda = -\frac{1}{2\omega \sin \phi \cdot r} \frac{\partial p}{\partial \phi}.$$

(1) 拙著“氣象力學”56頁。

今，地衡風の法則に従ふ氣流の發散量を求めると

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi \cdot \rho v_{\phi}) + \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho v_{\lambda}) \\ &= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{2\omega \sin \phi} \cdot r \frac{\partial p}{\partial \lambda} \right) - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{1}{2\omega \sin \phi} \cdot r \frac{\partial p}{\partial \phi} \right) \\ &= -\frac{1}{r^2 \cdot 2\omega \sin \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = -\frac{\cot \phi}{r} \cdot \rho v_{\phi} \end{aligned}$$

となる。即ち地衡風の法則が成立つ場合でも，北進する氣流は收斂し，南下する氣流は發散することを知る。

訂 正

本誌，第 20 卷，第 12 號（昭和 17 年）
川畑，内海，川崎，石山：世界各地の日出没
時刻推算圖表 の中第 7 圖（476 頁）左，21
日日没（1 月—6 月）を右圖の如く訂正する。