

## メソ気象力学の基礎 (III)

小倉 義光\*

### 10. ベクトル演算と渦度ベクトル

気象学で扱う物理量にはスカラー量とベクトル量がある。スカラー量は方向に無関係な大きさあるいは強さなどで表される量であり、温度、密度、質量などがその例である。一方、方向と大きさ（あるいは強さ）の両方で表される物理量がベクトル量である。速度、加速度などはその例である。パスカルの圧力の原理に従い、圧力はどの方向にも同じ強さで働く。だから風船に空気を入れれば、丸くふくらむ。気圧（圧力）はスカラー量である。しかし気圧傾度力はベクトル量である。後で出てくる渦度もベクトル量である。事実、今回のパートIIIは渦度はベクトル量であるという認識から出発する。本講義ではベクトル量は太字体で表す。

前と同じ直交直線座標系をとり、 $x, y, z$ 軸方向に単位の長さを持つベクトル  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  を考え、これを単位ベクトルと呼ぶ(第7図)。任意のベクトル  $\mathbf{A}$  をとり、その  $x, y, z$  方向の成分をそれぞれ  $A_x, A_y, A_z$  と記すと、

$$\mathbf{A} = A_x \mathbf{i} + A_y \mathbf{j} + A_z \mathbf{k} \quad (10.1)$$

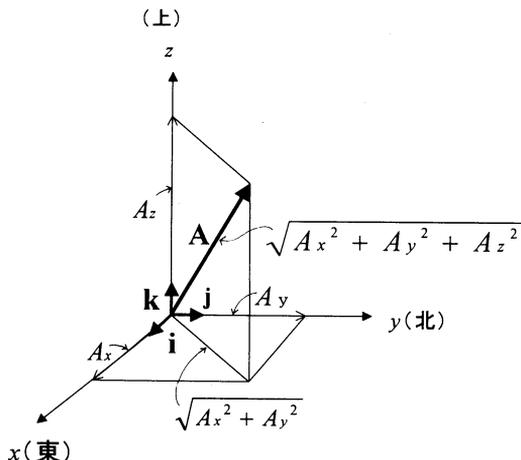
と表現される。ベクトル  $\mathbf{A}$  の長さ（あるいは絶対値） $|\mathbf{A}|$  は、

$$|\mathbf{A}| = (A_x^2 + A_y^2 + A_z^2)^{1/2} \quad (10.2)$$

である。

次に、任意の別のベクトル  $\mathbf{B}$  を考え、その成分を  $B_x, B_y, B_z$  とすると、2つのベクトル  $\mathbf{A}$  と  $\mathbf{B}$  の和あるいは差は、各々の成分の和あるいは差を成分とするベクトルであって、

$$\mathbf{A} \pm \mathbf{B} = (A_x \pm B_x) \mathbf{i} + (A_y \pm B_y) \mathbf{j} + (A_z \pm B_z) \mathbf{k} \quad (10.3)$$



第7図 単位ベクトルとベクトル  $\mathbf{A}$  の絶対値。

となる。 $(x, y)$ 成分だけを持つ2次元ベクトルについて  $\mathbf{A} + \mathbf{B} = \mathbf{C}$  としたときの  $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$  の関係が第8図に示してある。 $\mathbf{C}$  をある高度における風ベクトル、 $\mathbf{A}$  をそれより低い高度における風ベクトルとすると、 $\mathbf{B} = \mathbf{C} - \mathbf{A}$  が鉛直シアベクトルに相当する。

2つのベクトル  $\mathbf{A}$  と  $\mathbf{B}$  の積には2種類ある。1つはスカラー積あるいは内積とよばれているもので、 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$  という記号を用いる。スカラー積はスカラー量を生み出し、その大きさは、

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z = \mathbf{B} \cdot \mathbf{A} \quad (10.4)$$

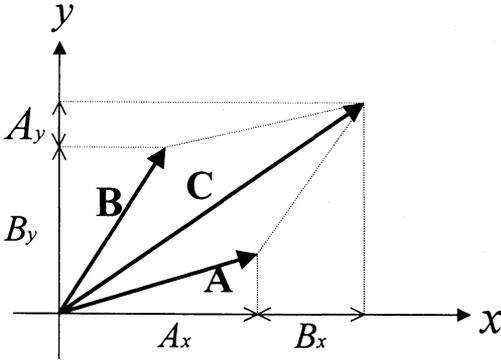
である。あるいは、 $\mathbf{A}$  と  $\mathbf{B}$  の間の角を  $\phi$  とすると(第9図)、

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = |\mathbf{A}| |\mathbf{B}| \cos \phi \quad (10.5)$$

である。これから、直交する2つのベクトルのスカラー積は  $\phi = 90^\circ$  とおいて0になることが分かる。従って、単位ベクトルについては、

\* Yoshimitsu Ogura, 財団法人日本気象協会。

© 1999 日本気象学会



第8図 ベクトルの和と差.

$$\begin{aligned} \mathbf{i} \cdot \mathbf{i} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{j} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} &= 1, \quad (\phi = 0) \\ \mathbf{i} \cdot \mathbf{j} = \mathbf{i} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{k} &= 0 \quad (\phi = \pi/2) \end{aligned} \quad (10.6)$$

という関係がある.

もう1つの積がベクトル積あるいは外積とよばれているもので、 $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$ の記号を使う. 2つのベクトルのベクトル積は文字通りベクトルである. その方向は、 $\mathbf{A}$ と $\mathbf{B}$ が構成する平面に直交するベクトルで(第9図)、 $\mathbf{A}$ を右手の親指で、 $\mathbf{B}$ を人差し指で表したとき、それに直角にたてた中指の方向である. その大きさは、 $\mathbf{A}$ から $\mathbf{B}$ に向かって測った $\mathbf{A}$ と $\mathbf{B}$ のなす角度を $\phi$ とすると、

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = |\mathbf{A}| |\mathbf{B}| \sin \phi \quad (10.7)$$

である. だから、 $\mathbf{A} \times \mathbf{B} = -\mathbf{B} \times \mathbf{A}$ である. 従って、単位ベクトルについては、

$$\begin{aligned} \mathbf{i} \times \mathbf{i} = \mathbf{j} \times \mathbf{j} = \mathbf{k} \times \mathbf{k} &= 0 \\ \mathbf{i} \times \mathbf{j} = \mathbf{k}, \quad \mathbf{j} \times \mathbf{k} = \mathbf{i}, \quad \mathbf{k} \times \mathbf{i} = \mathbf{j} \\ \mathbf{j} \times \mathbf{i} = -\mathbf{k}, \quad \mathbf{k} \times \mathbf{j} = -\mathbf{i}, \quad \mathbf{i} \times \mathbf{k} = -\mathbf{j} \end{aligned} \quad (10.8)$$

という関係がある.

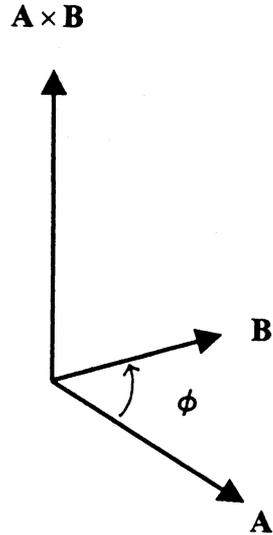
気象学で重要なのが、偏微分オペレーター $\nabla$ (ナブラ)で、

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right) \mathbf{k} \quad (10.9)$$

で定義される.  $\nabla$ をスカラー量である気圧 $p$ に作用させると、

$$\nabla p = \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) \mathbf{k} \quad (10.10)$$

となり、単位体積の空気塊に働く気圧傾度力を表す.



第9図 ベクトル積の説明図.

$\nabla p$ は気圧一定の等圧面に直交するベクトルである.

次に、 $\nabla$ とベクトルのスカラー積の例として、 $\nabla$ と速度ベクトル $\mathbf{v}$ (その成分は $u, v, w$ )のスカラー積を考えよう. 式(10.4)の公式において、ベクトル $\mathbf{A}$ と $\mathbf{B}$ をそれぞれ $\nabla$ と $\mathbf{v}$ でおき代えればよいから、

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (10.11)$$

となり、 $\nabla \cdot \mathbf{v}$ が式(3.2)で定義した発散を与えることが分かる.

次に、 $\nabla$ と $\mathbf{v}$ のベクトル積 $\nabla \times \mathbf{v}$ が渦度とよばれているベクトルである. 機械的に計算すると、

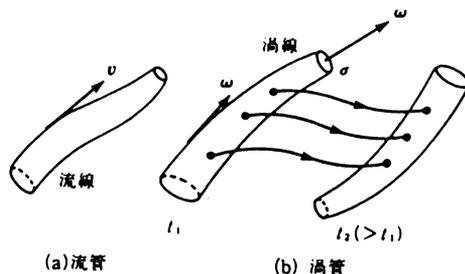
$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{v} &= \left[ \left(\frac{\partial}{\partial x}\right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right) \mathbf{k} \right] \\ &\quad \times (u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}) \\ &= \frac{\partial u}{\partial x} \mathbf{i} \times \mathbf{i} + \frac{\partial u}{\partial y} \mathbf{j} \times \mathbf{i} + \frac{\partial u}{\partial z} \mathbf{k} \times \mathbf{i} \\ &\quad + \frac{\partial v}{\partial x} \mathbf{i} \times \mathbf{j} + \frac{\partial v}{\partial y} \mathbf{j} \times \mathbf{j} + \frac{\partial v}{\partial z} \mathbf{k} \times \mathbf{j} \\ &\quad + \frac{\partial w}{\partial x} \mathbf{i} \times \mathbf{k} + \frac{\partial w}{\partial y} \mathbf{j} \times \mathbf{k} + \frac{\partial w}{\partial z} \mathbf{k} \times \mathbf{k} \end{aligned} \quad (10.12)$$

となるが、式(10.8)の関係により、

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{v} &= \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \mathbf{j} \\ &+ \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (10.13)$$

となる。したがって、渦度ベクトルの  $x, y, z$  方向の成分をそれぞれ  $\xi, \eta, \zeta$  とすれば、

$$\begin{aligned} \xi &= \mathbf{i} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \eta &= \mathbf{j} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \zeta &= \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \quad (10.14)$$



第10図 (a) 流線と流管, (b) 渦線と渦管の説明図。

境界から境界まで延びているか (たとえば水槽の壁から壁まで), あるいは自分自身で閉じていなければならない (たとえば, 自分の尻尾を呑みこんだ蛇のように)。

ここまでは、流管と渦管にある程度の類似性があったが、次の点で決定的に違ってしまふ。すなわち、ある時刻  $t_1$  にある渦管の表面を形成していた流体素片は、それぞれの場所の速度に従って移動するが、後の時刻  $t_2 (> t_1)$  において、その素片をつなぎ合わせてみると、あらら不思議、それが (もとはは姿形は変わっているが) やはり渦管になっているのである (第10図 b)。つまりその壁はすべて渦線である。しかも渦管の強さも、もとと同じである。まるで渦管は実体のようなものである。だから運動している水を湛えた水槽は、まるで互いにもつれ合いながら動き回る蛇かうなぎが隙間なしに水槽を満たしているようなものだ。一本一本の蛇が渦管である。流管にはこの性質はない。非定常な流れでは、次の瞬間には流管はばらばらになってしまう。

こうして「渦管は渦管として行動し、かつその強さは変わらない」。これをヘルムホルツの渦定理という。渦がないところから渦は発生しないし、いまある渦は不滅である。渦は不生不滅である。

この渦定理が成り立つための条件は次のとおりである。① 流体に粘性がない。② 流体に働いている外力はポテンシャルをもつ (重力はポテンシャルをもっているから、この条件はいつも満足している)。③ 流体は、その密度がいつでもどこでも一定であるという非圧縮性流体であるか、順圧 (バロトロピック) 流体である。つまり傾圧 (バロクリニック) 流体ではない。順圧流体は、等密度面がいつも等圧面と平行している流体、すなわち密度がいつも圧力だけの関数であるような流体と定義されている。もし流体中の等圧面上に (高層天気図でほとんどいつも見るように) 等温線が描いて

となる。

### 11. 渦定理とスーパーセルへの応用

この節ではヘルムホルツの渦定理を述べ、それを竜巻を発生させることのあるスーパーセルという積乱雲に応用する。ある瞬間に、流体の中にある曲線を考え、曲線のどの部分でも、その点における接線の方向と速度ベクトル  $\mathbf{v}$  の方向とが一致するとき、その曲線を流線という (第10図 a)。同様に、曲線上のどの点でも接線の方向が渦度ベクトル ( $\boldsymbol{\omega} \equiv \nabla \times \mathbf{v}$ ) の方向と一致するとき、その曲線を渦線という (第10図 b)。

次に、流れの中に小さな閉じた曲線を考える。曲線上の各点を通る流線をひくと、中空の管のようなものが描ける。これを流管という。流管の壁はすべて流線であるから、流体が流管の壁を突き抜けて外へであるということはない。それで質量保存則に従って、流管のある断面を通る流量 (断面積  $\times$  速度  $\times$  密度) は、どの断面をとっても同じでなければならない。つまり、流量はその瞬間のその流管にとって固有の量である。

同様に、流れの中に小さな閉じた曲線を取り、曲線上の各点を通る渦線をひいて渦管を定義する。渦管のある断面を取り、その断面積を  $S$ 、断面上の平均の渦度を  $\omega$  とするとき、 $S\omega$  はどの断面でも一定であるということを証明できる (証明はここでは省略する)。それで渦管が細い部分では渦度は大きく、太い部分では渦度が小さいわけである。この  $S\omega$  を渦管の強さといい、その渦管に固有の量である。

そして  $\omega$  は無限大になることはできないから、 $S$  は 0 になることはできない。このことは、渦管は流体内部で中断しないことを意味する。だから渦管は流れの

あれば、その流体は傾圧流体であり順圧流体ではない。

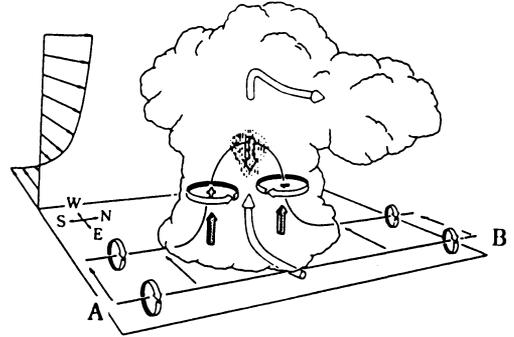
次に、この渦定理をスーパーセルに伴う渦の発生に適用する。スーパーセルについては後で新野宏氏による講義があるが、大きさが10 km程度の激しいストームである。気象レーダーでみると、フックエコーを伴うことが多く、またしばしば竜巻の親雲となる。一番の特徴は鉛直軸のまわりに強く回転していることで、フックエコーというものも、落下する降水粒子がこの回転する流れに運ばれるためにフック状に見えるの他にない。

この強い渦度の鉛直成分の発生は次のように説明できる。まず簡単のため、ストームの発生前の一般場の風あるいは環境の風は西風で、その風速は水平面上では一様であるが、第11図のように高度とともに増加しているとす。この一般場の風には渦度の南北成分(式(10.14)の $\partial u/\partial z$ )だけがある。つまり南北方向に水平に横たわった渦管がびっしり積み重なったような一般場である。その渦管の一本を描いたのが第11図のABである。

ここで積乱雲が発生したとする。発達中の積乱雲の下層には、積乱雲に吹き込む風があるから、渦管ABはこの風に乗って積乱雲に接近し、やがてその一部は雲の中に侵入する。この部分は雲の中の上昇流のために曲げられ、鉛直に近く立ってしまう。それで上昇流の南側では(上から見て)反時計回りの回転、北側では時計回りの回転ができる。これがスーパーセルを特徴づける回転である。

こうして反時計回りとき計回りの渦のペアができる。ところが、スーパーセルの多発地帯である米国中西部での観測によると、レーダーでみて強い回転があった143個のストームのうち、たった3個だけが時計回りの渦(第11図で北側の渦)であった。どうして南側の渦が卓越してスーパーセルになるのかについては、3次元の雲モデルを用いた数値実験により説明が与えられている。詳しい説明をする余裕はないが、第9図に関連して述べた鉛直シアベクトルが渦の中の上昇流と相互作用を起こす際に、鉛直シアベクトルが高度と共に時計回りの方向に変化しているときには(実況は多くの場合にそうなっている)、反時計回りに回転している渦(第11図の南側の渦)の中の上昇流は強化され、時計回りの渦の中の上昇流は抑制されるのである。コリオリ力は直接的には関係しない。

参考までに総観規模の渦度について述べると、そこでは鉛直成分 $\zeta$ が主な役割をしている。絶対渦度( $\zeta$ と



第11図 一般場の西風に含まれている水平の渦管(AB)が、降水セルの中に引き込まれて、スーパーセルの回転を起こす説明図(Rotunno, 1981)。

惑星渦度 $f$ の和)の水平分布図は日々の予報資料として配信されている。しかし忘れてならないことは、 $\zeta$ は水平成分 $\xi$ や $\eta$ に比べて極めて値が小さいことである。総観規模の気象では、代表的な水平スケールは1,000 kmの桁で、代表的な速度のスケールは $10 \text{ m s}^{-1}$ である。したがって、

$$\zeta \sim (10 \text{ m s}^{-1})(1,000 \text{ km})^{-1} = 10^{-5} \text{ s}^{-1} \quad (11.1)$$

である。ところが鉛直方向には、対流圏の厚さ10 kmを通じて $10 \text{ m s}^{-1}$ くらい速度が変化しているから、

$$\xi \sim \eta \sim (10 \text{ m s}^{-1})(10 \text{ km})^{-1} = 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (11.2)$$

である。メソ気象では鉛直スケールと水平スケールの長さはほぼ同じであり、スーパーセルの渦度の代表値は $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ くらいである。ところが総観規模の気象では $\zeta$ は $\xi$ や $\eta$ の $10^{-2}$ くらいしかない。これは総観規模の気象の鉛直スケールと水平スケールの比、あるいは鉛直速度と水平速度の比と同じ桁数である。

一部の一般向けの気象の解説書には、地上の低気圧と上層の低気圧の中心付近を管のようなもので結んで、これを「渦管」とよんでいるが、上記の渦度の鉛直成分と水平成分の大きさの違いを考えると、地上の低気圧と上層の低気圧の中心付近をむすんだものが流体力学で定義されている渦管であるという保証はない。換言すれば、上層の低気圧の中心付近を通る渦管が、地上の低気圧の中心付近を通る保証はない。まして上層の低気圧が地上の低気圧に追いついて、「渦管」が鉛直に立つということはありません。また温帯低気圧の発達では、それが傾圧大気中だから起こることが本質であるから、元来順圧大気で成り立つヘル

ムホルツの渦定理を持ち込むのは適切とは思われない。傾圧大気については、ある空気塊について渦位が保存されるという渦位保存の法則が成り立つが、渦位は渦管とは別の概念である。

12. 水平温度傾度と鉛直循環

第1節で述べたように、本講義の目的は運動方程式と熱力学の第1法則を基礎として、メソ現象が起こるメカニズム、あるいは観測されたメソ現象がそれぞれの現象に特有の構造をもって出現する理由とそれに至るプロセスを理解しようとする事である。そのためには、いちいちもとの運動方程式に戻らなくても、運動方程式から導かれた概念や法則や原理を用いると、現象の理解や解釈がしやすいという場合がある。そのような例の1つとして、本節では水平の温度傾度により水平軸を持つ渦度が生成されるという原理を導き、それをヒートアイランド現象、海陸風、山谷風、ガストフロントや海風前線の先端の渦、サーマルやブリュームにおける取り込み(エントレインメント)などに適用する。すなわち、本節の目的は、いろいろな現象を、なるべく統一的・体系的に理解しようとする試みである。

簡単のためブジネスク近似を用いることにし、運動は  $x$  と  $z$  面内の2次元とする。水平方向の運動方程式は式(6.8)により、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \tag{12.1}$$

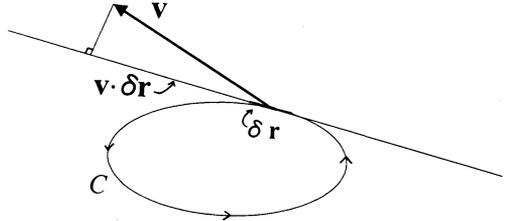
であり、鉛直方向の運動方程式は(6.20)により、

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{T'}{T_0} g \tag{12.2}$$

である。 $\rho_0$  と  $T_0$  は基準となる密度と温度で定数である。 $(x, z)$  面内の運動を記述するには渦度の  $y$  成分  $\eta = (\partial u / \partial z) - (\partial w / \partial x)$  を用いるのが便利であるから、 $\eta$  について方程式(いわゆる渦度方程式)を導くために、まず式(12.1)を  $z$  で微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial z} \end{aligned} \tag{12.3}$$

が得られるが、左辺の最後の2項の和は連続の式によって消える。同様に、式(12.2)を  $x$  で微分すると、



第12図 循環の説明図。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial z} + \frac{g}{T_0} \left( \frac{\partial T'}{\partial x} \right) \end{aligned} \tag{12.4}$$

を得る。式(12.3)から式(12.4)をひくと、

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + w \frac{\partial \eta}{\partial z} = -\frac{g}{T_0} \frac{\partial T'}{\partial x} \tag{12.5}$$

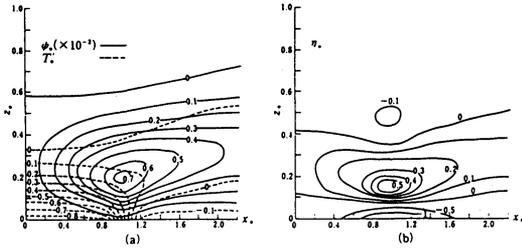
という  $\eta$  の時間変化を決める方程式が得られる。この渦度方程式では、圧力を含む項が消えてなくなっているので、 $x$  方向の温度の傾度が、直接  $y$  方向の渦度を生成することが分かる。これが渦度方程式を用いることの便利な点である。

しかし、渦度は流体の微小部分の回転を表すに過ぎない。われわれが興味があるのは、巨視的にみた鉛直面内の循環である。すなわち海風を例にとれば、相対的に低温な区域から高温な区域に空気が流れ込み、高温域で上昇し、低温域に反流として流れ、低温域で下降するという鉛直断面内の巨視的な流れである。この循環を定量的に表現するのに便利な量は次のように定義される(第12図)。流体の中に1つの任意の閉じた曲線  $C$  をとり、この曲線に沿って速度ベクトル  $v$  の接線成分を反時計回りに一回り積分する：

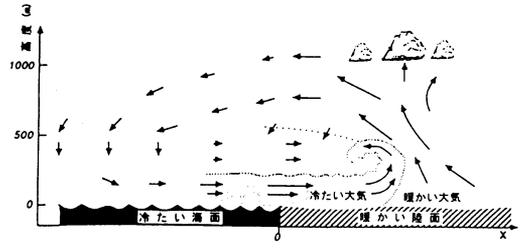
$$J(C) = \oint_C v \cdot \delta r \tag{12.6}$$

$\delta r$  は閉曲線の微小部分を表すベクトルである。式(10.5)のスカラー積の定義によって、 $v \delta r$  が  $v$  の接線方向の成分を表していることは明らかである。式(12.6)で定義された量を循環(circulation)という。

そして、微視的にみた渦度と巨視的にみた循環とは、次のように結び付けられる。ベクトル演算の公式として、ストークスの定理というものがある。この定理によれば、任意のベクトル  $A$  の閉曲線に沿う成分の線積分は、 $\nabla \times A$  の面積分に書き直すことができる：



第13図 数値実験によって求めた線形ヒートアイランドの構造 (Kimura, 1975). (a) 流线 (実線) と等温線 (破線), (b) 等温度線.



第14図 海風前線の模式図 (Stull, 1988).

$$\oint_C \mathbf{A} \cdot \delta \mathbf{r} = \iint_S (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \delta \mathbf{s} \quad (12.7)$$

ここで面積分は閉曲線  $C$  に囲まれた任意の曲面  $S$  について行う。  $\delta \mathbf{s}$  は曲面を構成する微小部分の面積に、そこで曲面に垂直な単位ベクトルをかけたものである。式 (12.7) の  $\mathbf{A}$  を  $\mathbf{v}$  とみなすと、式 (12.7) は、

$$\oint_C \mathbf{v} \cdot \delta \mathbf{r} = \iint_S (\nabla \times \mathbf{v}) \cdot \delta \mathbf{s} \quad (12.8)$$

となる。左辺は式 (12.6) で定義した循環であり、右辺の  $\nabla \times \mathbf{v}$  は渦度ベクトルである。こうして、水平の温度傾度が保たれている領域では、式 (12.5) により水平の軸を持つ渦度が生成・強化され、その渦度の面積積算効果として、その領域全体にわたる巨視的な循環が発達することになる。

### 12.1 ヒートアイランド現象

話が抽象的で難しくなったので、早速具体的な例としてヒートアイランド現象をとりあげ、上記の関係を図示しよう。再び運動は2次元と仮定する。地表面の一部分(長さ  $2L$ ) を都市部とみなし、周囲の郊外より  $\Delta T$  だけ高温に保たれているとする。ある初期の状態から出発して、運動方程式 (6.8) と (6.20) に渦粘性の効果を表す項を加えた式と、熱力学の第1法則 (6.22) に渦拡散の効果の項を加えた式 ( $\dot{Q}=0$  とする) を時間を追ってコンピュータで積分していく。  $\Delta T$  は一定に保っているので、運動はやがて定常状態に落ち着く。その時の状態が第13図に示してある。図ではすべての量が適当な量を用いて無次元にしてある。たとえば図の  $x_*$  と  $z_*$  は  $L$  を用いて  $x_* = x/L$ ,  $z_* = z/L$  のように無次元にした長さであり、温度の偏差は  $\Delta T$  で無次元にしてある。そして運動は都市部の中心に対して左右対称であるから、右半分だけが示してある。

第13図 a において、  $x_* = 0$  から  $1$  まだが高温の都市

部であり、都市部の端  $x_* = 1$  で温度の水平傾度が最も大きい。それで第13図 b に見るように、(地表面近くを除いて)ここに強い正の渦度が生成されている。第13図 a の実線は流线である。速度は流线の接線の方向を向き、流线が込んでいるところで速度は大きい。第13図 b の渦度の大きい区域を囲むように、下層では低温域から高温域に空気が流れ、高温域で上昇し、上層で低温域に反流として流れ去っていく鉛直循環が発達している。

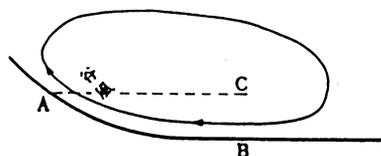
### 12.2 海風

第13図の都市部を陸地、郊外を海面とみれば、図はそのまま海風に伴う循環を表す。すなわち海風の成因は、陸地と海面の温度差による水平渦度の生成を表すただ1つの式 (12.5) で簡潔に表現される。

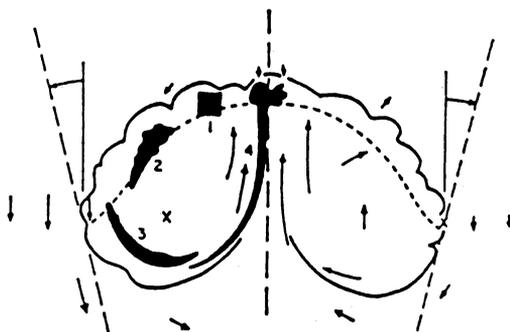
このように海風自身が1つの鉛直循環であるが、海風の先端(いわゆる海風前線)にもう1つの鉛直循環がある。すなわち海上の冷たい空気が陸上に侵入し、陸上の暖気との間の水平温度傾度によって、海風前線のところに、第14図に示したように渦ができる。この鉛直循環に伴う上昇流によって、新たに降水セルが発生することがある。殊に米国のフロリダ半島では、半島の西岸の海風前線で発生した雷雨からのガストフロントが進行し、東岸の海風前線と衝突して、しばしばトルネードを伴う雷雨を発生させることがある。

### 12.3 谷風

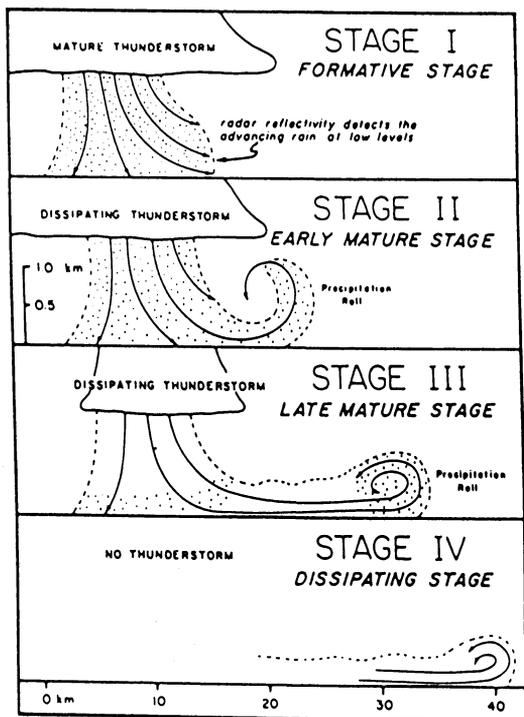
広い意味の谷風は、日中、山の斜面に沿って谷(山麓)から山頂に吹く風をいう。この谷風が吹く理由は、斜めにさす日射によって、斜面の方が平地よりも単位面積当たり余計に日射を受けて、余計に昇温するからではない。第15図において、斜面にある点 A も平地にある点 B も、ほぼ同じだけの熱を受ける。ところが B の上空で A と同じ高度にある点 C の空気は、地面から離れているので、点 A ほど温度が上昇しない。それで同じ水平面で見ると、A の方が C より温度が高い。そうならば、式 (12.5) により海風の場合と同じように、



第15図 広い意味の谷風(斜面上昇風)の説明図。



第17図 サーマルの鉛直断面模式図。サーマル頂部から背後へと、変形しつつ回転する流体素片(黒色域)の位置を番号順に示す。図の左半分は矢印は、上昇中のサーマルに相対的な運動を示し、右半分の矢印は固定点に相対的な運動を示す。破線より上は、混合が活発な部分(Scorer, 1957)。



第16図 ガストフロントの生涯の4段階 (Wakimoto, 1982)。

伴う(それ以外にも、進行している冷気が静止している環境の空気につつかるといふ効果もある)。米国中西部では、2つの雷雨からのガストフロントが交差する地点で、しばしば激しい雷雨が発生することが知られている。

ちなみに、よく知られていることであるが、第16図で示した下降流(downdraft)が地上で被害をおこすほど強いときには、これをダウンバースト(downburst)という。

### 12.5 サーマル

日中に地表面が日射で熱せられると、地表面の状態が一様でないために、地表面のすぐ上の気温も水平方向に不均一となり、相対的に高温の空気塊は上昇する。これをサーマル(thermal)という。熱気泡、パブル、テルミックともいう。ここで重要なのが、サーマルは上昇しながら、周囲の空気を取りこみ大きさを増していくことである。この取り込みをエントレインメント(entrainment)という。そしてサーマル内部とその周辺には第17図に示したような渦運動がある。どうして渦運動があるかといえば、サーマルの上昇は浮力によるものであり、サーマルの中と外の水平温度傾度によって渦度が発生したからである。

### 12.6 プリューム

これは大気中のある1点に熱源があり、連続的に局所的に大気が加熱されている場合の流れである。無風状態で煙突からでる煙が示す流れと思えばよい。ここでも特徴的なことは高度と共にプリュームの幅が広がっていることである。サーマルの場合と同じように、

Aのところで空気が上昇し、鉛直循環が起こることになる。水平温度傾度は山腹に近いほど大きく、したがってそこで渦度の生成も強く、山腹に沿って谷風が吹く。

### 12.4 ガストフロント

最盛期あるいは衰弱期にある雷雨には、中層から下層にかけて下降流がある。もともと雷雨は対流不安定な大気中で発達することが多いから、下降流と共に中層の相当温位が低い冷たい空気が下りてくる。さらに雲底と地表面の間では雨滴からの蒸発や氷粒子の融解による冷却があり、冷気がたまる。その冷気が流れ出した cold outflow の先端がガストフロントである。冷気と、もともと地上にあった暖気間の水平温度傾度のため、ガストフロントは第16図に示したような渦を

縁辺でエントレインメントが起こっているのである。  
 ちなみに、サーマルとプリュームについての詳しい解説は浅井 (1983) の参考書にある。

#### 謝 辞

図の一部を作成して下さった日本気象協会の田口晶彦氏、たくさんの有益なコメントをいただいた東京大学海洋研究所の新野宏氏、気象研究所の吉崎正憲氏に感謝します。

#### 参 考 文 献

浅井富雄, 1983: 大気対流の科学—大気運動の素過程を探る。気象学のプロムナード第1期14, 東京堂出版,

220 pp.

Kimura, R., 1975: Dynamics of steady convection over heat and cool islands, *J. Meteor. Soc. Japan*, **53**, 440-457.

Rotunno, R., 1981: On the evolution of thunderstorm rotation, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 171-180.

Scorer, R. S., 1957: Experiments of convection of isolated masses of buoyant fluid, *J. Fluid Mech.*, **2**, 583-594.

Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publ. 666 pp.

Wakimoto, R. M., 1982: The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with Doppler radar and rawinsonde data, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1060-1082.