

黒潮フロントの蛇行について

中村 重久

WEAKLY NONLINEAR VARIATIONS OF KUROSHIO FRONT

By Shigehisa NAKAMURA

Synopsis

Meander of the Kuroshio front is studied as a problem of a weakly nonlinear perturbation. The Kuroshio front can be taken as a northern boundary of the Kuroshio main flow. A densimetric front on the seafloor is taken in a dynamical model. The front extends as a subsurface densimetric interface or a pycnocline model. This model has another dispersion relation which is different from a classical relation for simplified model. With an application, specific characteristics could be discussed. Some of the satellite thermal patterns covering the Kuroshio front in the northwestern Pacific could be taken to be agreeable well to the model.

1. 緒 言

太平洋西部の黒潮は、西岸境界流のひとつである（たとえば、Pedlosky, 1979¹⁾）。この黒潮は沿岸域の水と接触して、黒潮フロントを形成している。このフロントは、外洋での密度躍層（ピクノクライン）につながっていることは、海上保安庁の資料や神戸海洋気象台の海洋速報などによっても理解できる。海水密度が水温、塩分、水深によって定まることから、熱塩フロントあるいは温度フロントとして捕らえられる例が従来の例であるが、動力学的にみても、渦度ポテンシャルのフロントとしての検討がみられる（たとえば、Grimshaw and Yi, 1991²⁾；中村, 1994 a³⁾）。また、水平シアー流としての検討もある（中村, 1994 b⁴⁾）。

本文では、とくに、黒潮フロントのごく周辺のみに着目して、このフロントの空間的・時間的変動の特性のうち、弱非線形性の面について論じることとする。

2. 黒潮流軸と沿岸潮位

黒潮は日本列島南岸沖を北東進しているが、その流速最大のところを黒潮流軸とよんでいる。黒潮はほぼ地衡流であるとみなされており、その流軸が沿岸に近づくとき沿岸の潮位は上昇する。このような潮位の上昇のときに、地震津波や台風高潮が沿岸域を襲うと、災害が起こりやすいので注意しなくてはならない。

海洋表面をみると、黒潮の北縁は、ほぼ渦度ポテンシャルのフロント（渦度フロント）によってわかる。フロントのこれまでの知見から、このフロントを、人工衛星の熱赤外画像の温度フロントとしてみたとして、黒潮周辺の表面にひろがる河川流出水の研究例もみられる（Nakamura, 1993 a⁵⁾, b⁶⁾）。

黒潮の大蛇行の研究例（Yamagata and Umatani, 1987⁷⁾）もあるが、ここでは、弱非線形的黒潮フロン

トの変動を、以下のように、摂動法によって、黒潮フロントが海面で波打ち、その変動が伝わって行く様子について検討をした結果の要点を述べることにしたい。

3. 黒潮フロントのモデル

ここで、日本列島南沖のフロントの一部を Fig. 1 の様に $Ox''y''z''$ であらわし、模式化する。2つの異なった水が接するフロントには中間的領域がある。ここでは、フロントの先端の水深は h_0'' とする。座標 Ox'' はフロントから外洋へ向かってとる。フロントの水深は h'' とし、十分に外洋域に入ると h_b'' となるものとする。このとき、フロントは海面下に位置することになり、密度躍層に対応することになる。フロントの上層の海水密度 ρ よりも $\Delta\rho$ だけ小さいものとする。

もし、フロントが微小な波動性の変動をする場合に、とくに下層水の運動を考えなくてもよいとすれば、上層水の運動方程式を摂動法によって解き、小さな波動についての漸近展開によって近似解をもとめることができる(たとえば, Garvine, 1974⁸⁾)。現実には、 h_0'' 付近の現象は複雑なものと考えられるが、便宜上、Fig. 1 の模式化によることとする。

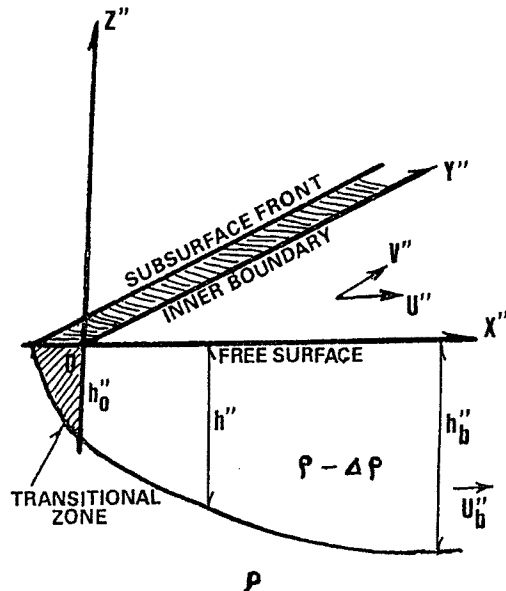


Fig. 1. Schematic model of the density front.

4. 基礎方程式

ここで Bousinesque 近似が可能であるものとし、海面上の風も考えないことにする。上層の流れは一様で流速勾配はないものとする。海面から海底までの深さに比較して、上層の圧力場は、海面からの深さのみによって定まることになる。

解析の便宜上、無次元量として次のようなものを導入する。

$$(x, y, t; u, v; h, P) = (x''/\lambda, y''/\lambda, ft''; u''/c_i, v''/c_i; h''/h_b'', Q''d_b''/f) \quad (1)$$

ただし、

$$c_i = [g(\Delta\rho/\rho)h_b'']^{1/2} \quad (2)$$

ここに、 c_i は線形理論における内部波の速さ、 $\lambda = c_i/f$ は流速の尺度、 λ はフロント横断流の尺度である。また、 f/h_b'' は渦度ポテンシャルの尺度と言えるであろう。

これらの無次元量を用いると、渦度ポテンシャルの保存則は、次のように書ける。

$$dQ/dt = 0 \quad (3)$$

また、運動方程式は

$$du/dt - v + \partial h / \partial x = 0, \dots\dots\dots (4)$$

$$dv/dt + u + \partial h / \partial y = 0 \dots\dots\dots (5)$$

ただし,

$$d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y \dots\dots\dots (6)$$

また,

$$Q = (\partial v / \partial x - \partial u / \partial y + 1) / h \dots\dots\dots (7)$$

ここで, 速度ポテンシャル ϕ が Cauchy-Rieman の関係を満たすならば, 式(7) は近似的に連続の方程式として利用できる (たとえば, Kinsman, 1965⁹⁾). Gill (1982¹⁰⁾), Pedlosky (1979¹¹⁾), LeBlond and Mysak (1978¹¹⁾) は渦度に関連した ϕ のみを考え, ϕ については言及していない。ここでは, ϕ と ϕ とのあいだには上記の関係が満たされて入るとみるべきであろう。

5. 基本的な場

上層の物理量 A が定常的成分 $\bar{A}$ と変動成分 A' との和で表すことができるときには,

$$A = \bar{A} + A' \dots\dots\dots (8)$$

ただし,

$$A = (u, v, h, P) \dots\dots\dots (9)$$

さらに, 上層の渦度ポテンシャル P は一様と考え, $\bar{P} = 1$ 。そして, フロントが直線状で y 軸に平行で, $\partial/\partial y \gg \partial/\partial x$ であるとき,

$$\bar{h} = 1 - v_0 \exp(-x), \dots\dots\dots (10)$$

$$\bar{v} = 1 - \bar{h} = v_0 \exp(-x) \dots\dots\dots (11)$$

この場合, Fig. 1 の様に, 海面のフロントは海面下の内部境界面につながっている。すなわち, $v_0 \leq 1$ あるいは $h_0 \geq 0$ 。

フロントの先端では, 微小ではあっても上層へ向かう流れの存在は考えられる。このとき, y 軸方向の勾配がないとみて,

$$\bar{u}'' \bar{h}'' = \bar{u}_0'' \bar{h}_0'' \dots\dots\dots (12)$$

フロントを通しての流入または流出にたいする相対速度を考え, これに対するフルード数を

$$F = |u_0''| / c_i \dots\dots\dots (13)$$

と書くことにする。さらに, フロントまたは内部境界面から上層への取り込みを $G = +1$ とする。

小スケールのフロント (たとえば, Garvine, 1974⁸⁾) では $\bar{O}(1)$ であったが, 大スケールのフロントでは, たとえば, 10^{-2} 程度で, $F \ll 1$ である。そこで,

$$u_0'' = c_i G F \dots\dots\dots (14)$$

と書けるものとする。この場合、式(3), (4), (5) で F のオーダーを考慮にいれたとしても式(10), (11) は成立しているとみてよい。

6. 摂動方程式

ここで、式(8) と (9) とを、式(3), (4), (5) に代入して、第1次の項のみをとりだすと、上層にたいする第1次の摂動項をもった方程式があらわれる。渦度ポテンシャルの方程式の摂動についてみると、 $\bar{P}=1$ であり、 $P'=0$ であるから、上層において

$$\partial v' / \partial x - \partial u' / \partial y - h = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

さらに、 x および y 軸方向の運動方程式については、

$$\partial u' / \partial t + \bar{v} \partial u' / \partial y - v' + \partial h' / \partial x + GF \partial / \partial x [u' / \bar{h}] = 0, \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\partial v' / \partial t + \bar{v} \partial v' / \partial y + [1 + \partial \bar{v} / \partial x] u' + \partial h' / \partial y + [GF / \bar{h}] \partial v' / \partial x = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

この式(16), (17) には $\bar{v}$ を含む移流項と $\bar{u} = GF / \bar{h}$ を含む移流項があらわれている。

上の式(16), (17) の解が

$$u' = -i[X_0(x) + iFX_1(x)] \exp(i\phi) \quad \dots\dots\dots (18.1)$$

$$v' = [Y_0(x) + iFY_1(x)] \exp(i\phi) \quad \dots\dots\dots (18.2)$$

$$h' = [Z_0(x) + iFZ_1(x)] \exp(i\phi) \quad \dots\dots\dots (18.3)$$

と書けるものとする。ここに、 $i = (-1)^{1/2}$ 。そして、位相 ϕ は

$$\phi(y, t) = (k - iF\kappa)y - \omega t \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで、摂動変数は実部を対象とすることとし、 ω と k とは周波数と波数とする。 κ は波動の不安定にかかわる量である。たとえ F の値が小さくても、式(19) より $\kappa > 0$ ならば変動は不安定となり、 $\kappa < 0$ ならば変動は減衰することになる。

ここで、式(18) を式 (15), (16), (17) に代入して、 $O(1)$ の項に着目すると、第0次の常微分方程式はつぎようになる。すなはち、

$$-kX_0 + dY_0/dx - Z_0 = 0, \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$(k\bar{v} - \omega)X_0 - Y_0 + dZ_0/dx = 0, \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$-(1 + d\bar{v}/dx)X_0 + (k\bar{v} - \omega)Y_0 + kZ_0 = 0 \quad \dots\dots\dots (22)$$

さらに、 $O(F)$ の第1次の方程式としては、

$$-kX_1 + dY_1/dx - Z_1 = -\kappa X_0, \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$(k\bar{v} - \omega)X_1 - Y_1 + dZ_1/dx = \kappa\bar{v}X_0 + Gd/dx[X_0/\bar{h}], \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$(1 + d\bar{v}/dx)X_1 + (k\bar{v} - \omega)Y_1 + kZ_1 = \kappa(\bar{v}Y_0 + Z_0) + [G/\bar{d}]dY_0/dx \quad \dots\dots\dots (25)$$

すなはち、式(23), (24), (25) の右辺には、フロントを横断する流れとフロント沿いの $F=0$ における波動

の消長との相互作用があらわれる。

7. フロントを横断する流れのない場合

ここで、 $k^2 \ll 1$ ，かつ、 $F = 0$ （あるいは $\bar{u} = 0$ ）の場合を考える。このとき、式(20), (21), (22) を解く必要がある。必要条件は、 $x \rightarrow \inf$ に対して

$$(X_0, Y_0, Z_0) \rightarrow 0 \quad (25)$$

内部境界面については、

$$x = h(y, t) \quad (26)$$

とする。これが式(18) および (19) につながるためには、

$$h(y, t) = H \exp(i\phi) \quad (27)$$

をフロントとして考える必要がある。

内部境界面については h_0 を考える。また、 $\bar{u} = 0$ に対して、境界条件は、

$$Z_0(0) = -v_0 H = -1, \quad (28)$$

$$X_0 = -k v_0 H + \omega H = -k + \omega/v_0 \quad (29)$$

ここで、自由波の振幅は任意に選べることから、便宜上、

$$v_0 H = 1 \quad (30)$$

とした。

長波の限界内で漸近展開を考え、 k^2 を微小値の展開パラメータとして、

$$A_0(x) = k_p [A_{00}(x) + k^2 A_{01}(x) + \dots] \quad (31)$$

ただし、 $A_0 = X_0$ のとき $p = 1$ ， $A_0 = Y_0$ および $A_0 = Z_0$ のとき $p = 0$ 。

この式(31) を式(20), (21), (22) に代入すると、 k^2 の項が第0次となって、次式が得られる。

$$dY_{00}/dx - Z_{00} = 0, \quad (32)$$

$$-Y_{00} + dZ_{00}/dx = 0, \quad (33)$$

$$\bar{v} Y_{00} - (1 + d\bar{v}/dx) R_{00} + Z_{00} = 0 \quad (34)$$

ここに、式(32) は、渦度ポテンシャルの平衡は水平シアーと上層の厚さに関係していることを示す。また、式(33) はフロント横断方向の運動量は地衡流平衡の状態にあることを示す。

この式(32), (33) を方程式として解くにあたり、境界条件を考慮すれば、

$$Y_{00}(x) = -Z_{00}(x) = \exp(-x) \quad (35)$$

さらに、この第0次近似の Y_{00} は次式を満たす。

$$Y_0(0) = v_0 H = 1 \quad (36)$$

すなはち、内部境界面周辺で流れが存在しても微小ならば、流速勾配がない場合には式(36)を考えさえすればよい。

つぎに、式(34)は簡単に解けて、

$$R_{00}(x) = [1/k]x_{00}(x) = -\exp(-x) \dots\dots\dots (37)$$

これは、第0次近似として式(24)の境界条件を満たすものである。しかし、式(33)およびその解(37)は簡単な表示となっているため、摂動方程式(17)中の6項のうちの4項が解らない。この4項は、移流項($\bar{u}dv'/dy$)、コリオリ項(u')、移流摂動相互作用の項($u'dv'/dx$)、圧力勾配 dh'/dy に参与している。また、 $O(1)$ のロスビー数の下では、実は、非地衡流的であり、式(17)の局所的加速度や流れと移流との相互作用も欠けていることに留意しなくてはならない。

ここで、 k^2 についての第1次近似方程式は、

$$dY_{00}/dx - Z_{01} = R_{00}, \dots\dots\dots (38)$$

$$-Y_{01} + dZ_{01}/dx = -\bar{v}R_{00}, \dots\dots\dots (39)$$

$$\bar{v}Y_{01} - (1 + d\bar{v}/dx)R_{01} + Z_{01} = (\omega k^3)Y_{00} \dots\dots\dots (40)$$

したがって、上式は $\omega = O(k^3)$ でなくてはならない。

いま、 $Ef = \exp(-x)$ と書くことにすると、境界条件 $Z_{01} = 0$ のもとで式(38)および(39)を解くと、

$$Z_{01}(x) = (2/3)v_0Ef[1 - Ef] + (1/2)XEf, \dots\dots\dots (41)$$

$$Y_{01}(x) = (1/2) - (2/3)v_0Ef + (1/3)v_0[Ef]^2 - (1/2)XEf \dots\dots\dots (42)$$

また、式(40)から R_{01} を求め、その $x=0$ における値をみると、

$$R_{01}(0) = [v_0/(6k_0)](3 - 2v_0) - \omega/(h_0k^3) \dots\dots\dots (43)$$

さらに、 $O(k^2)$ まで解けているときには、式(34)の境界条件は

$$R_{01}(0) = \omega/(v_0k^3) \dots\dots\dots (44)$$

この式(43)、(44)から、式(11)を考慮すると、

$$\omega = [(v_0)^2/(6k)](3 - 2v_0)k^3 \dots\dots\dots (45)$$

フロントの過渡的領域が小さくなった場合、 $v_0 \rightarrow 1$ に対して、式(17)より、

$$\omega \rightarrow k^3/6 \dots\dots\dots (46)$$

ここに、 k は微小量であり、 $\omega = O(k^3)$ であるから、変動は慣性周期より長く、位相速度も小さい。このとき、 $\partial v'/\partial t$ の値は、運動方程式で $O(k^2)$ ということになる。

さらに、式(45)より、変動の位相速度 c と群速度 c_g とは次のようになる。すなはち、

$$c = \omega/k = v_0^2/[6(3 - 2v_0)k^2], \dots\dots\dots (47)$$

$$c_g = d\omega/dk = 3c \dots\dots\dots (48)$$

ここに、 $c_g > c$ ということから、ここでの変動を波としてみるかぎり、分散特性は、従来の波とは異なっていることになる。

8. 応 用 例

以上のようなフロントの摂動漸近解の手法で, Garvine (1984¹⁰⁾) を, 北太平洋西部の日本列島南岸沖の黒潮に対して適用すると, どのようなことがわかるであろうか。

例えば, 神戸海洋気象台の観測船“春風丸”の G-line (第 8509 次航海など) の海洋速報を参考にする。対象海域 (33 度 N) 付近で, $f=8 \times 10^{-5}$, $c_i=4$ m/s, $\Delta\rho/\rho=3 \times 10^{-3}$, $h'_0=500$ m, $\lambda=50$ km とすると, $R/f=f''$ や $c_i=(g'h'_0)^{1/2}$ を考慮して,

$$c''=7.48(R/f)^{2/3}, \dots\dots\dots (49)$$

$$L=93.5(R/f)^{-1/3} \dots\dots\dots (50)$$

ここに, c'' は位相速度, L は変動の波長である。また, R は周期“ T ”の逆数。ここで, 上の式(49), (50)の関係は Fig. 2 のように示すことができる。この図からみて, もし, c'' が 2 m/s ならば, $R/f=0.14$ であり, そのとき L は約 180 km ということになる。この L の値は, 室戸岬—潮岬間, 潮岬—大王崎間の距離のスケールに概略として対応している。

このようなスケールの L に対応する黒潮フロントとみてもよいような海面温度のフロントが, 人工衛星赤外画像によっても認められるようである。(cf. Fig. 3)。この Fig. 3 では, 1993 年 3 月 5 日の 07 時 34 分 JST から 18 時 42 分 JST までの間の 19 度 C 等温線がフロントの位置に近いものと考えてよい。

実際には, フロントの挙動は, さらに複雑で強い非線形性を示すこともあるので (cf. Fig. 4), 今後, さらに, いろいろの面からの検討が必要である。

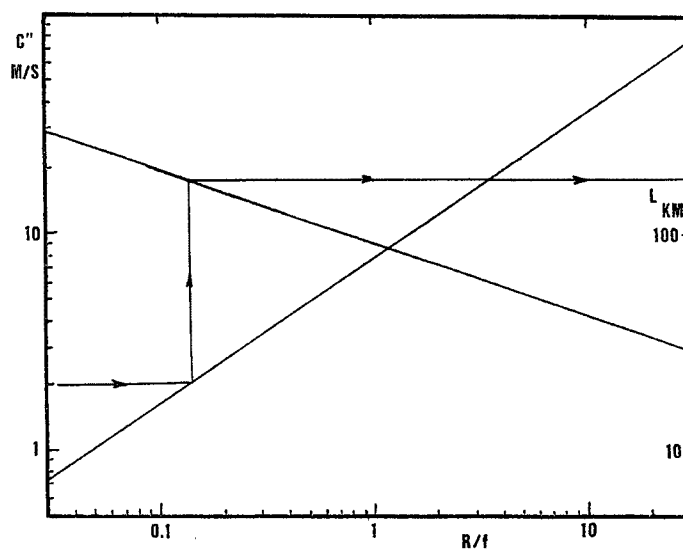


Fig. 2. Model of a varying front. The notations are as those : L (km) for wave length, R/f for a local inertial frequency and c'' for phase speed of the front as a wave.

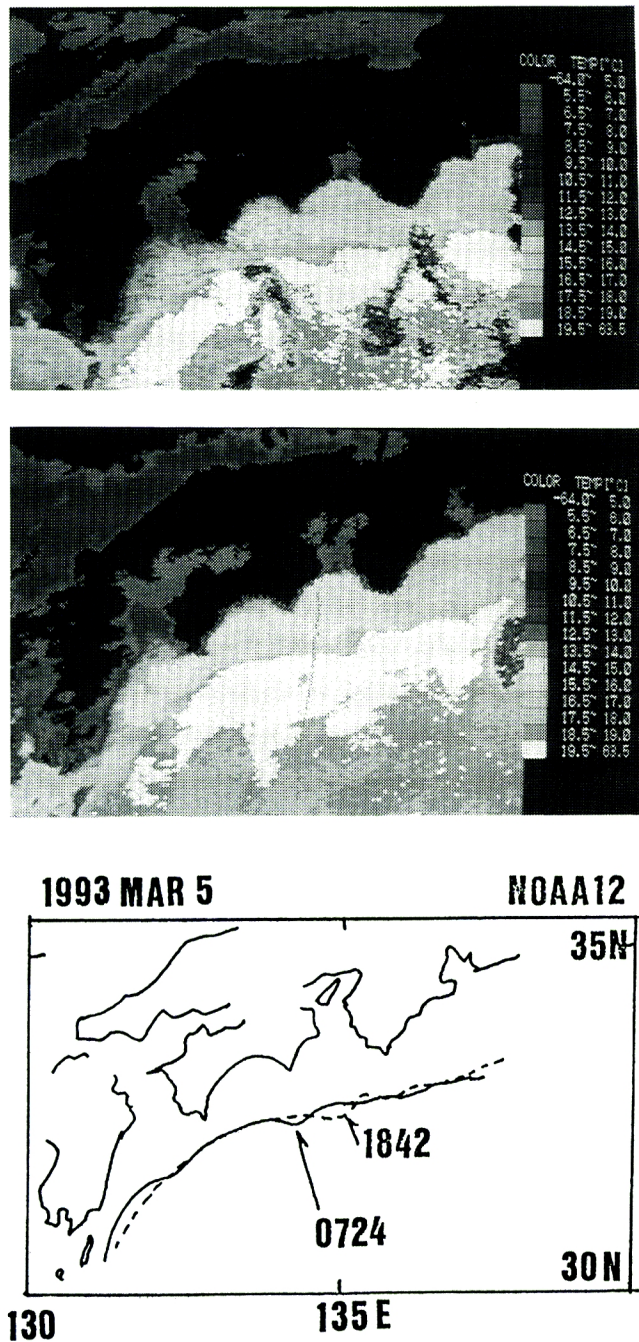


Fig. 3. An example of the perturbations of the Kuroshio front found in the satellite thermal patterns.

- 1) top : colour classified thermal pattern at 07 h 24 m JST on 5 March 1993.
- 2) mid : colour classified thermal pattern at 18 h 42 m JST on 5 March 1993.
- 3) bottom : Demonstrated isotherm of 19 degree C in the above two patterns (a full line for 07 h 24 m and a chain line for 18 h 42 m on 5 March 1993).

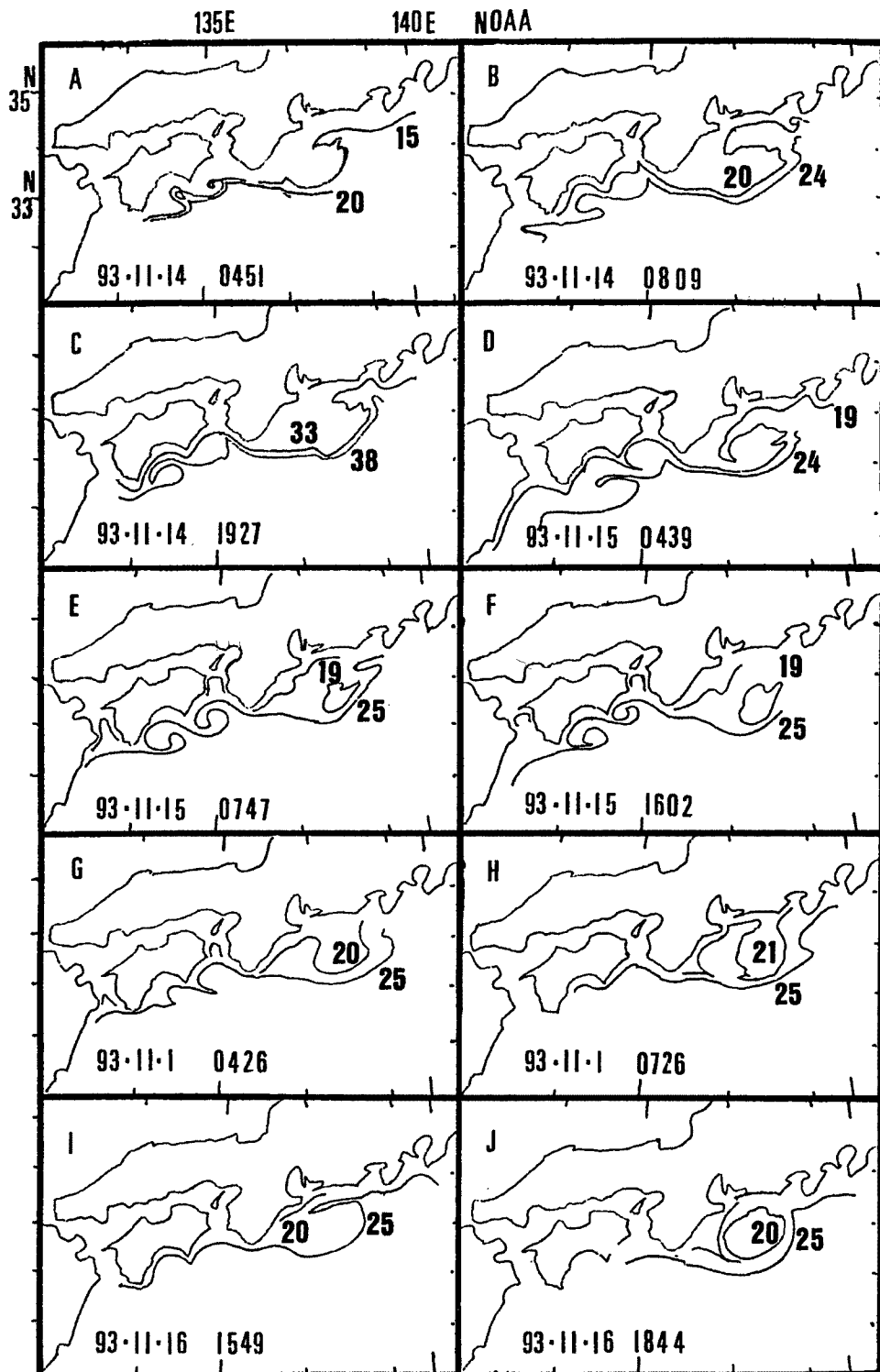


Fig. 4. Strongly nonlinear meandering of the thermal Kuroshio front south of the Japanese Islands.
 1) isotherms' variations are shown for the period of 04 h 51 m JST on 14 Nov. 1993 to 18 h 44 m JST on 16 Nov. 1993.
 2) No correction is included in the ten thermal patterns.

参 考 文 献

- 1) Pedlosky, J. : Geophysical Fluid Dynamics, Springer-Verlag, NY, 1979, p. 624.
- 2) Grimshaw, R. and Z. Yi : Evolution of a potential vorticity front over a topographic slope, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 21, 1991, pp. 1240 – 1255.
- 3) 中村重久 : 黒潮流軸周辺の渦度フロント, La mer, Tome 32, 1994 a, pp. 123 – 130.
- 4) 中村重久 : 黒潮フロントに対する水平シア一流の効果, 京都大学防災研究所年報, 第37号B-2, 1994 b, pp. 661 – 667.
- 5) Nakamura, S. : Satellite thermal monitoring of storm flood spread around Kuroshio flow, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 43, No. 1, 1993 a, pp. 33 – 39.
- 6) Nakamura, S. : Satellite monitoring of storm flood spread as a land-ocean interaction, IEEE-Proc. IGARSS, Vol. 1, 1993 b, pp. 203 – 205.
- 7) Yamagata, T. and S. Umatani : The capture of current meander by coastal geometry with possible application of the Kuroshio current, Tellus, Vol. 39 A, 1987, pp. 161 – 169.
- 8) Garvine, R. W. : Dynamics of small-scale oceanic front, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 4, 1974, pp. 557 – 569.
- 9) Kinsman, B. : Wind waves, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1965, p. 676.
- 10) Garvine, R. W. : Propagating long waves on oceanic density fronts : an analytical model, Jour. Phys. Oceanogr. Vol. 14, 1984, pp. 1510 – 1599.