

本研究で用いられた計算モデルは、結合分離 (CD) モデルとよばれるもので、波の発達に波成分間の相互作用によるエネルギー輸送効果を考慮したものである。

3. CDモデルによる計算方式

1) 計算の仮定

① 理論的なスペクトル

次のような自己相似型のスペクトルを考える。

$$E_{th}(\omega, \theta; \omega_p) = \alpha g^2 \frac{\omega_p}{\omega_{PM}} \omega^{-5} = \exp\left\{-\frac{5}{4}\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^{-4}\right\} G(\theta)$$

ここに、 α ; Phillips定数

ω_{PM} ; 当該風速下でのPierson-Moskowitz(飽和) スペクトルのピーク周波数

g ; 重力加速度

$G(\theta)$; 方向分散関数 $\frac{2}{\pi} \cos^2 \theta$

であり、スペクトル形状は単一パラメータ ω_p (ピーク周波数) によって定まる。

その全エネルギーは

$$E_{th} = \frac{\alpha g^2}{5 \omega_{PM} \omega_p^3}$$

であり、風波の波高の2乗が周期の3乗に比例するという海洋学上の観測事実と合致する。

② 鳥羽の予報式

風波のスペクトルピーク周波数のある風速の下での発達は次の微分方程式で表される。

$$\frac{d\omega_p^{*-2}}{dt^*} = \beta \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\beta'}{\omega_p^*}\right) \right\}$$

ここに、 $\omega_p^* = \frac{u_*}{g} \omega_p$, $t^* = \frac{g}{u_*} t$ であり、

u_* ; 風の摩擦速度

β, β' ; 定数

2) 計算の方法

時刻 t における各位置 x での波スペクトル成分 $E^t(\omega, \theta)$ はその時刻でのスペクトルピーク周波数 $\omega_p(t)$ が既知ならば移流方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial E^t(\omega, \theta)}{\partial t} + C_g \frac{\partial E^t(\omega, \theta)}{\partial x} &= \frac{E_{th}[\omega, \theta; \omega_p(t)] - E_{th}[\omega, \theta; \omega_p(t - \Delta t)]}{\Delta t} \\ &= -B_r^{t-\Delta t} E^{t-\Delta t}(\omega, \theta) \end{aligned}$$

を解いて得られる。

上の式は順風成分に対し、下の式は逆風成分に適用する（実際の計算ではより詳細な場合分けを行っている）。

砕波の効果を表現する B_r は

$$B_r = D_s E' \left\{ 1 + \left(\frac{\omega}{2\omega_p(t)} \right)^4 \right\} / E_n'$$

$$\text{ここに、} E' = \int E'(\omega, \theta) d\theta d\omega$$

$$E_n' = \int \left\{ 1 + \left(\frac{\omega}{2\omega_p(t)} \right)^4 \right\} E'(\omega, \theta) d\theta d\omega$$

そして、 $D_s = C_b P E'$

C_b ; 調整用の定数

$$P = P_i \omega_p(t)$$

$$P_i = \gamma \ln \left(\frac{u_*^2(t)}{\omega_p(t) \nu} \right) - \gamma'$$

γ, γ' ; 定数、 ν ; 水の動粘性率

$E'(\omega, \theta)$ がわかったとき、次の時刻の $\omega_p(t + \Delta t)$ を求めるには次のようにする。

まず積分

$$J = \int \{ E'(\omega, \theta) - E_{th}[\omega, \theta; \omega_p']^2 \} d\theta d\omega$$

を最小にするようなパラメータ ω_p' を決める。

一方、 $u_*(t)$ が与えられた時、鳥羽の予報式を適当な初期条件の下に解いたものを

$$\omega_p(\tau) = f[\tau; u_*(t)]$$

とする。これを τ について解けば

$$\tau = f^{-1}[\omega_p; u_*(t)] \quad \text{そこで、風の吹続時間}$$

$$\tau' = f^{-1}[\omega_p'; u_*(t)] \text{ を求めて}$$

$$\omega_p(t + \Delta t) = f[\tau' + \Delta t; u_*(t)]$$

として決定することが出来る。これを移流方程式に用いれば次の時刻での波スペクトル成分

$$E^{t+\Delta t}(\omega, \theta) \text{ が求められる。}$$

本計算ではパラメータである変数 $f(\omega/2\pi)$ 、 θ については $\Delta f = 0.01\text{Hz}$ ($0.04 < f < 0.25$)、 $\Delta\theta = 22.5$ 度としている。以上の説明で分かるように、本方式では波高と波周期の間にかなり顕著な相関関係が成り立ち風波の生成消滅の実態を良く表現している一方、風波とうねりの相互作用を考慮していない点に問題が残っている。

4. 波高-波周期相関表に現れる空白域について

ハインドキャストによって得られた広領域の波高-波周期の相関表の全海域全季節の結果を Table B. 1 に再録する。データ出現範囲が表の左下から右上に伸びている処に特徴があり、少ないながら右下方面へも伸びており、且つこれらの中間領域に全くデータがない。この点がやや不思議に思われるので調べてみたところその原因は概ね下記の通りであることがわかった。

A：前節で説明したようにこの計算方式では成長過程の風波スペクトルについては次のような仮定が置かれている；

- ① 成長過程において風波スペクトルは相似形を保つ。そのスペクトルはピーク周波数 ω_p で指定され、風波スペクトルの発達は ω_p の変化で表すことが出来る。
- ② 風波の全エネルギーは ω_p の-3乗に比例する。

$$\text{即ち} \quad E = \frac{\alpha g^2}{5 \omega_{PM} \omega_p^3}$$

であって、エネルギーは波高の2乗、周波数は周期の-1乗に比例するから波高は周期の3/2乗に比例する。

- ③ 飽和スペクトルとして、ピアソン-モスコヴィッツのスペクトルを採用する。
- ④ 風波スペクトルの方向分布は $\cos^2 \theta$ の形を用いる。

このような仮定の下に追算を行っているため、計算例の多くを占める成長過程の風波データにおいては、 $H \propto T^{3/2}$ となり、分布は右上へ伸びることとなる。

B：一方、減衰過程の風波では上述の条件が満たされていないため無風状態がある程度長く続くと海面には低い長いうねりのみが残り分布は右下へ伸びることとなる。またモデルに組み込まれた風によるうねり成分の発達効果もこの現象を助長しているかも知れない。

このような理由で結合分布が長周期側で2つに分裂する訳であるが、その絶対量は前者のほうがかなり大きく、大勢は右上へ伸びる分布のみによって支配されているものと考えて差し支えないようである。しかしながらこのような空白域が現れることはモデル自体にやや不自然な点が含まれている可能性を示唆するものであり、今後の研究が必要である。

5. 狭領域の追算

アラスカ沖における計算領域を Fig. B. 2 に示す。図中に NOAA ブイの位置が記入してある。計算格子は 100km 間隔、格子総数は 47×42 である。計算領域図はこの図も含めていずれもランベルト正角円錐図法で表されている。計算では周辺境界から波の反射は無く全エネルギーはすべて流出し、また外部からのエネルギー供給はないと仮定して計算している。従って周辺近くでの計算にはこの影響が誤差として現れる可能性があることに留意する必要がある。

今回実行された計算例は次の 5 ケースである。

- ① 1981年 3月 2日～3月 5日 (LT)

- ② 1981年11月27日～12月2日 (L T)
- ③ 1982年3月8日～3月13日 (L T)
- ④ 1985年4月13日～4月18日 (L T)
- ⑤ 1987年12月11日～12月17日 (L T)

これらは何れも当該海域に強い低気圧による荒天の記録された期間である。各々のケースの地上天気図をFig. B. 3. 1 - Fig. B. 3. 5 に示す。尚、狭領域追算に用いられた時刻L Tは地方時（日本標準時）を表している点に注意してほしい。このうちケース②について（波高、波向）、（波周期）（風向、風速）の空間的分布図をFig. B. 4 に示す。図は1981年12月1日9時（L T）のものである。また、同時刻12月1日0時（GMT）における広領域での計算結果を表したのがFig. B. 5である。狭領域の結果では地衝風による渦巻のパターンがはっきりととらえられている。波向のパターンもそれにとまって綺麗に分布しているが広領域の図では、カムチャッカ半島近辺でやや分解能が不足という感がある。最後に、追算値とNOAAブイ（46001, 46004）との経時変化の比較図をFig. B. 6に掲げる。短い期間ではあるが両者とも周期の変化が非常に良く合っている点が注目される。Fig. B. 7には同時刻における当該ブイ直近の格子点での広領域追算との比較結果が示してある。風のデータに十分な一致が見られないので、その分波の発達位相がずれているが全体的には波高、周期とも割合良く一致しているのが分かる。

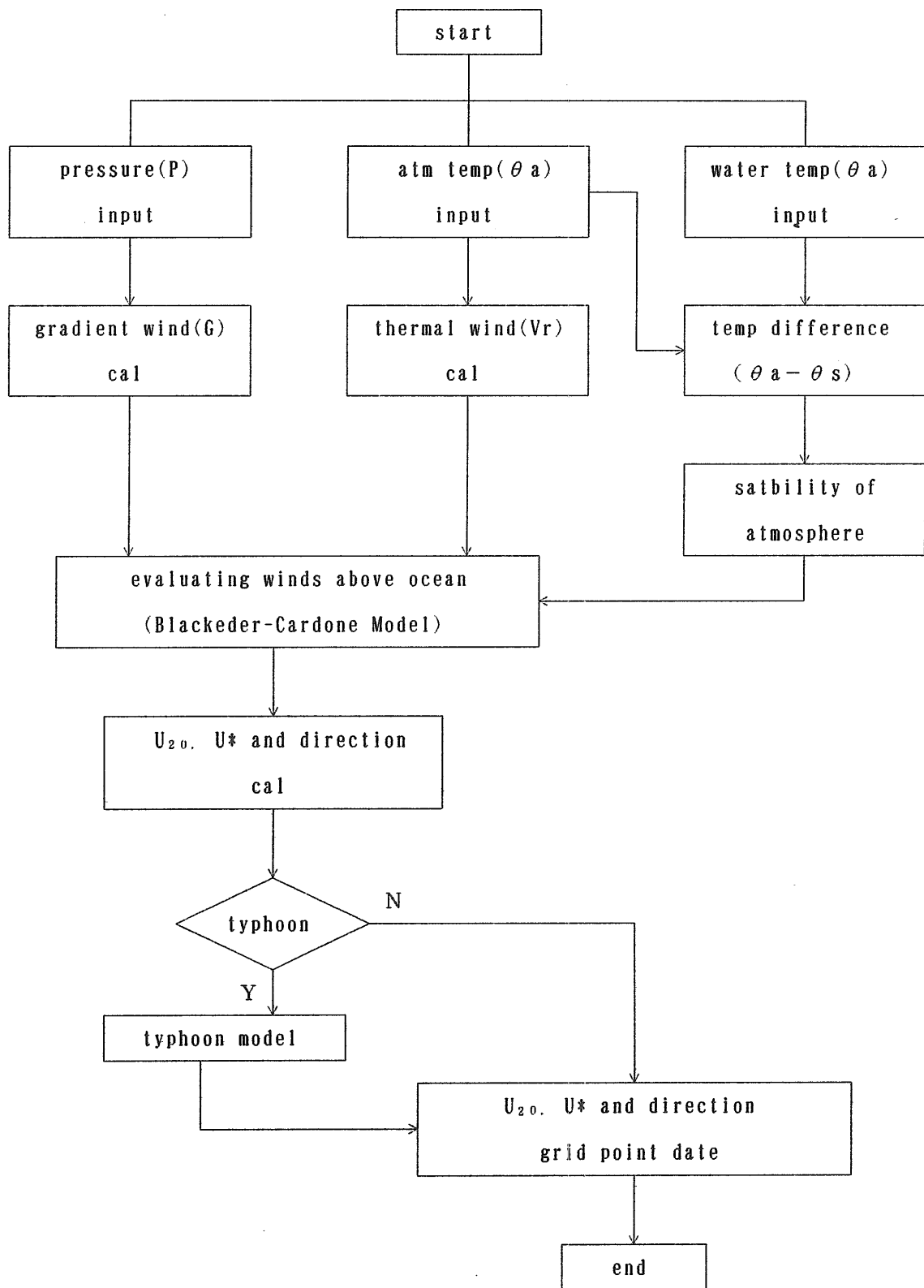


Fig. B. 1 Flow-chart of Evaluating Wind Field above the Sea Surface

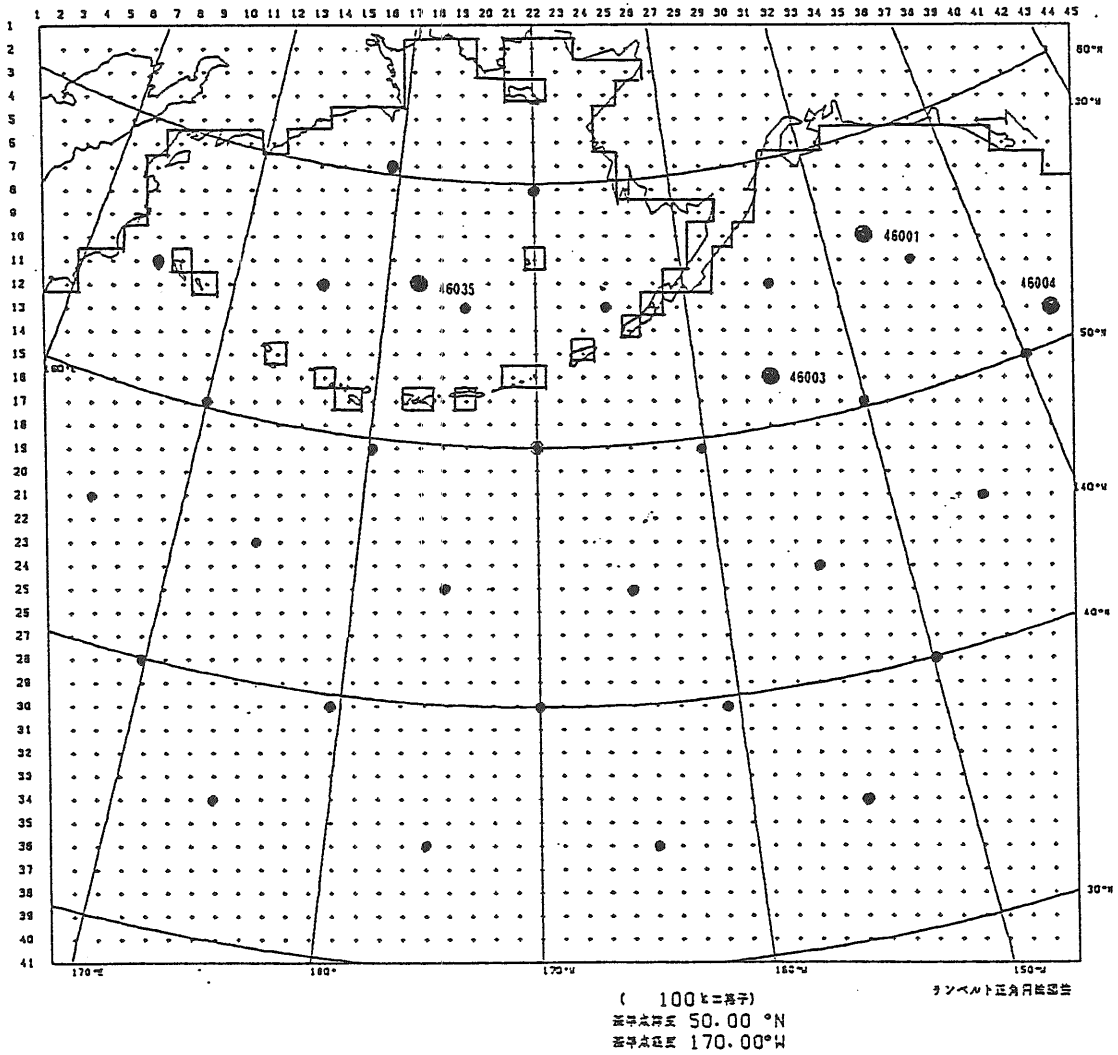


Fig. B. 2 Grid points for Narrow Range hindcasting (off Alaska)

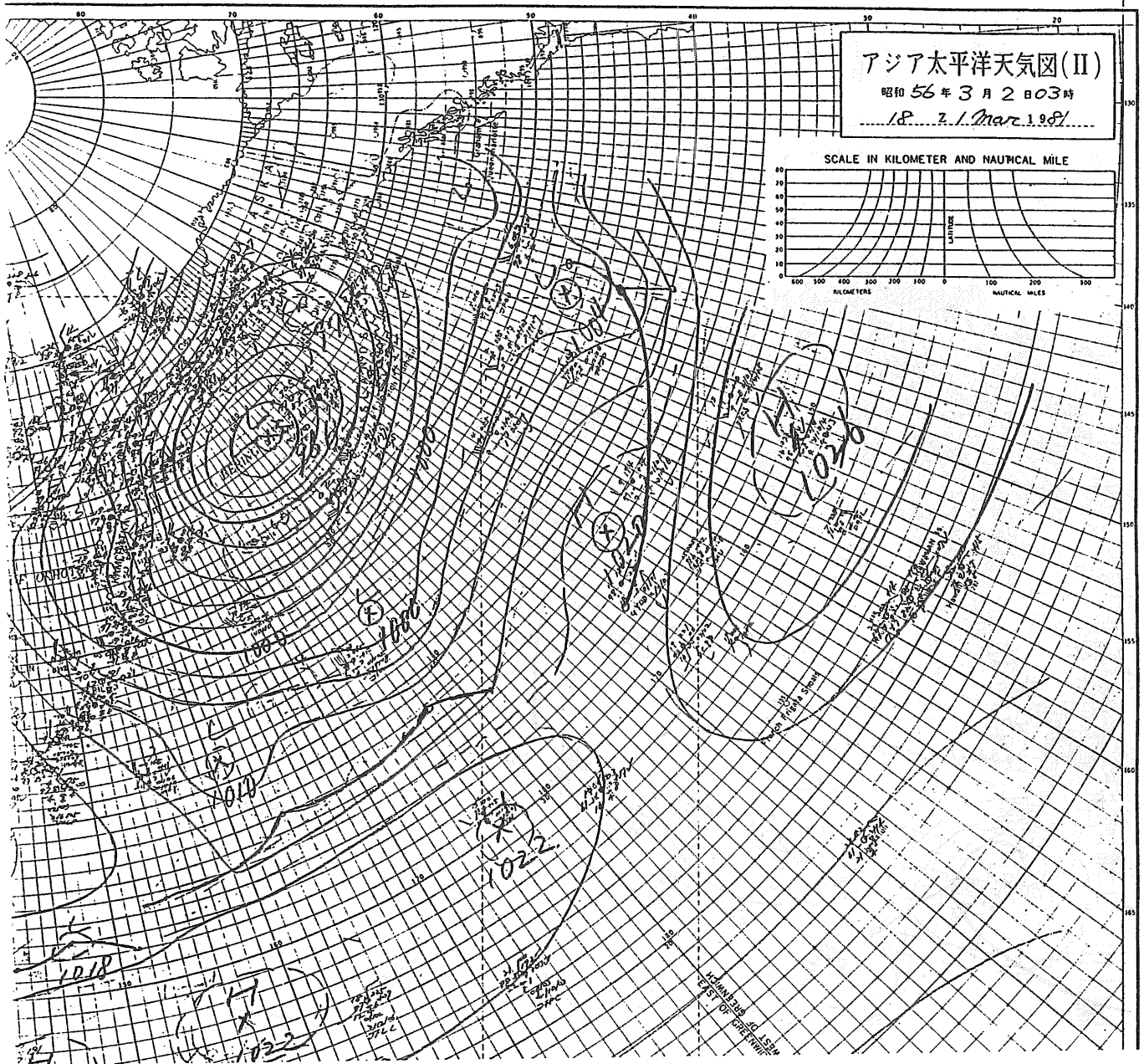


Fig. B. 3. 1 Synoptic weather maps March 21, 1981

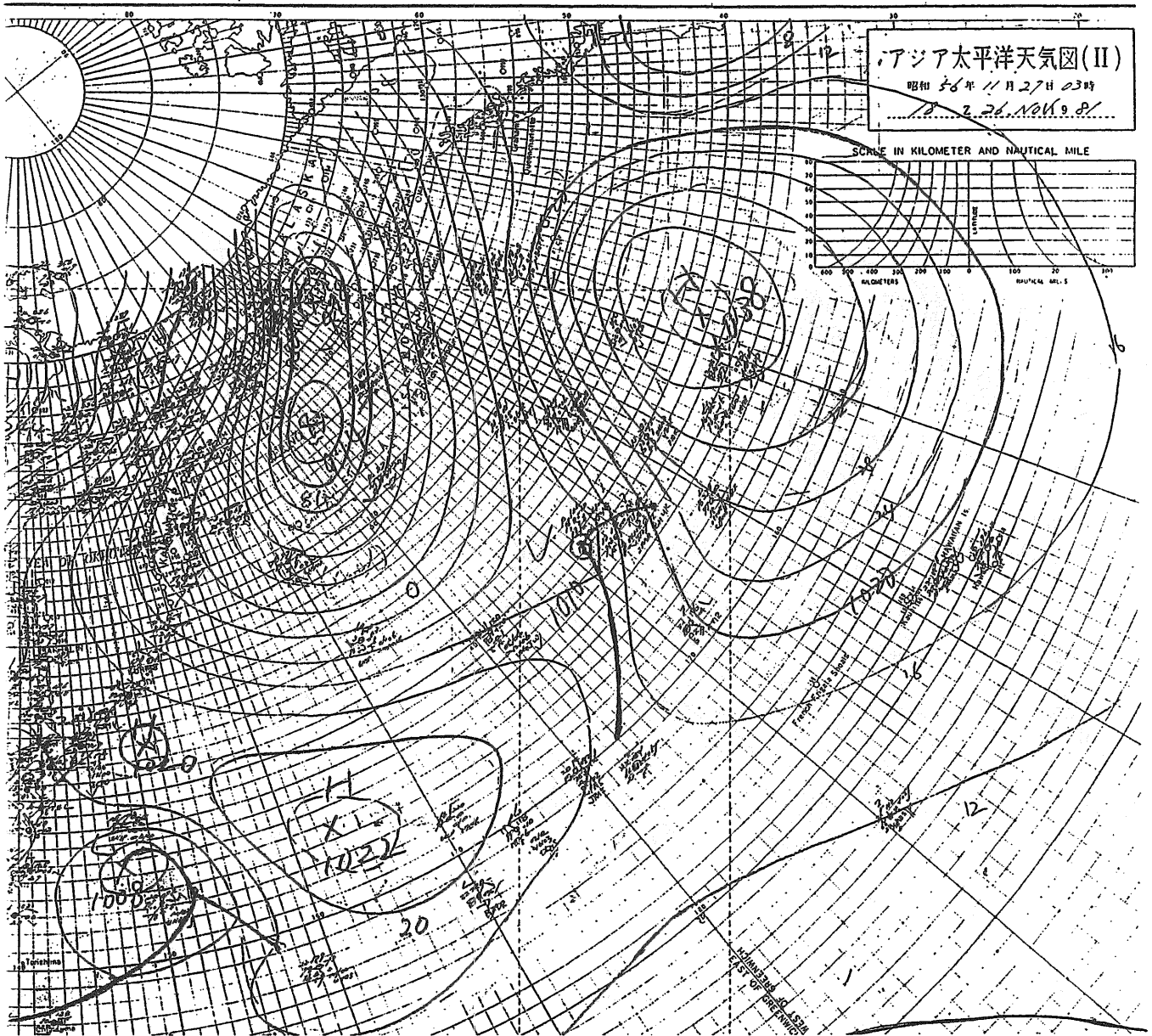


Fig. B. 3. 2 Synoptic weather maps November 26, 1981

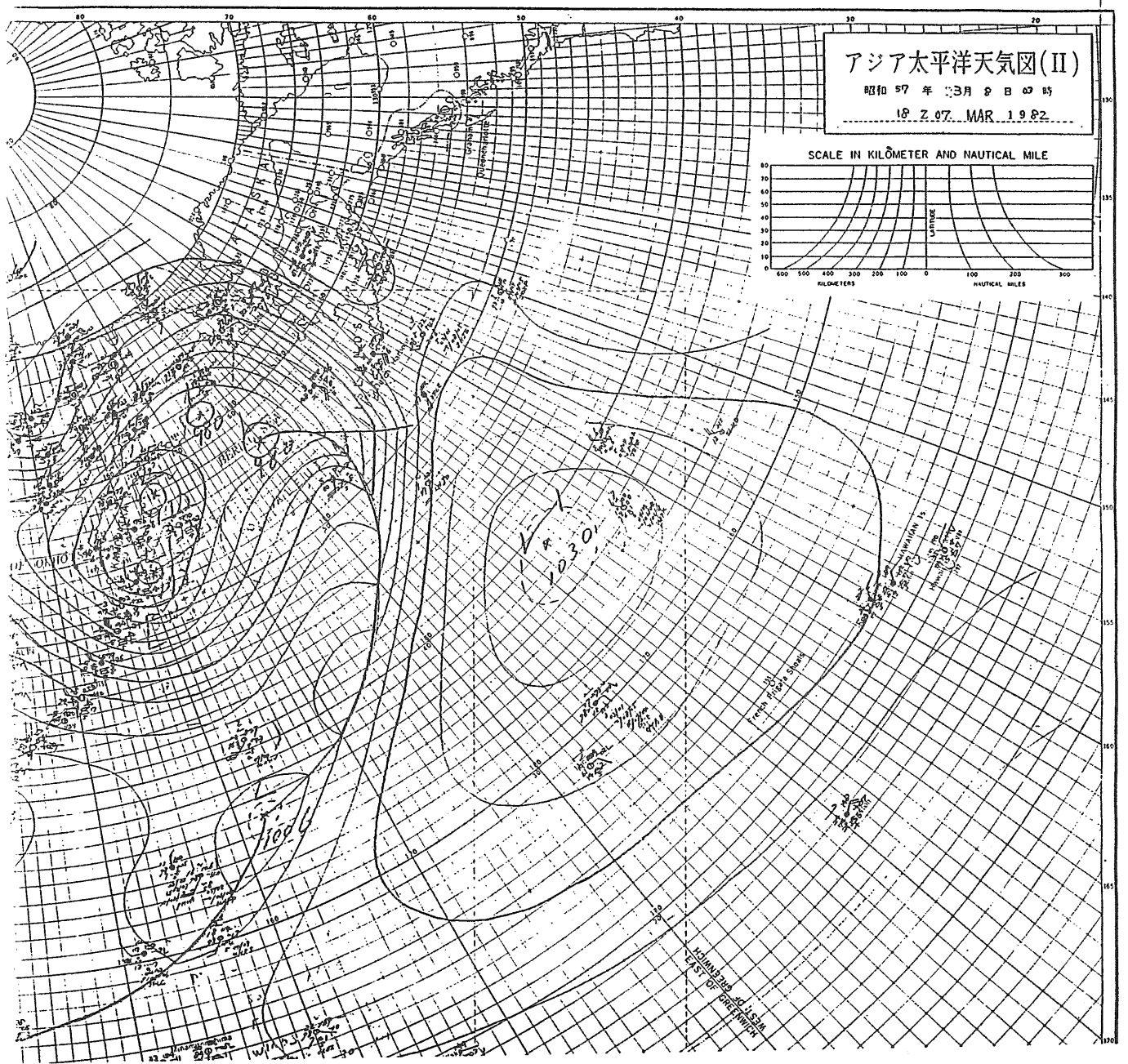


Fig. B. 3. 3 Synoptic weather maps March 7, 1982

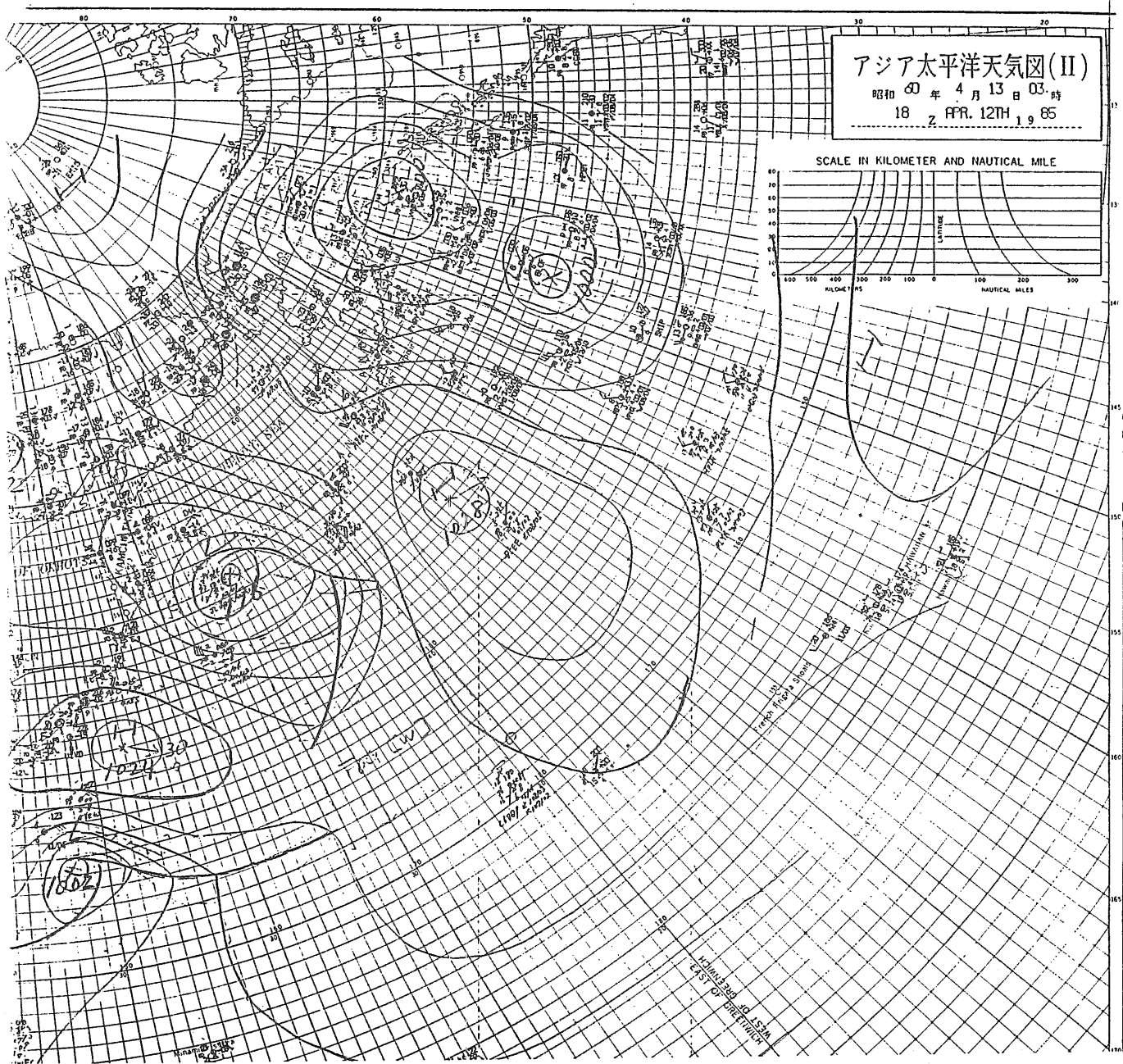


Fig. B. 3. 4 Synoptic weather maps April 12, 1985