

非定常回転する円柱のまわりの流れ

東大・工 桑原 真二
東農工大 高木 隆司

§ 1. まえがき

図 1 に示すような、一定の周期で交互にその軸のまわりに回転する円柱によってひきおこされる流れの一種の安定性を考察する。 § 2 の議論からわかるように、擾動の流れは図 2 のようになる。ここでは、この擾動の流れの線型安定性を論ずる。この議論は、種子田等の実験¹⁾がその動機である。

§ 2. 基礎方程式

(x, r, φ) を円柱座標, $(v_1, v_2, v_3), (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ をそれに対する速度, 渦度成分, p, ρ, ν を圧力, 密度, 動粘性率とすると, 連続およびナビエ・ストークスの方程式は

$$\frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_2 + \frac{1}{r} \frac{\partial v_3}{\partial \varphi} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + v \cdot \nabla v_1 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_1, \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} + v \cdot \nabla v_2 - \frac{v_3^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left\{ (\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) v_2 - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_3}{\partial \varphi} \right\}, \quad (2.2b)$$

$$\frac{\partial v_3}{\partial t} + v \cdot \nabla v_3 + \frac{v_2 v_3}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left\{ (\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) v_3 + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_2}{\partial \varphi} \right\}, \quad (2.2c)$$

と仮定。こゝに、

$$\left. \begin{aligned} v \cdot \nabla &= v_1 \frac{\partial}{\partial x} + v_2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{v_3}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}, \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}, \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

である。

才1圖に示すよ；その基本流：

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_1 = \bar{v}_2 = 0, \quad \bar{v}_3 &= \operatorname{Re} \bar{v}(r) e^{-i\sigma t}, \\ \bar{p} &= \operatorname{Re} p(r) e^{-i\sigma t}, \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

と仮定する。境界条件：

$$\left. \begin{aligned} r = a : \quad \bar{v}_3 &= V \cos(\sigma t - \delta), \\ & \quad (V: \text{実数}, \delta \text{ は数学的簡単工のため導入}) \\ r = \infty : \quad \bar{v}_3 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

のもとに

$$\frac{\partial \bar{v}_3}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \right) \bar{v}_3, \quad (2.6)$$

と解くと、基本流は

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_3 &= \frac{V}{\sqrt{k e_1^2 \alpha a + k e_2^2 \alpha a}} (k e_1 \alpha r - i k e_2 \alpha r), \\ \alpha &= \sqrt{\sigma/\nu}, \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

であらうと考えられる。

そこで、物理量を次のように無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} (x, r) / a &\longrightarrow (x, r) \\ v / V &\longrightarrow v \\ \omega / (V/a) &\longrightarrow \omega \\ t / (a/V) &\longrightarrow t \\ \sigma(a/V) &\longrightarrow \sigma \\ \sqrt{\sigma/\nu} a &\longrightarrow \alpha \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

$R = Va/\nu$: レイノルス数。

基礎方程式 (2.1), (2.2) を v と ω について書きあらう。

すなわち、

$$\frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_2 + \frac{1}{r} \frac{\partial v_3}{\partial \varphi} = 0, \quad (2.9)$$

$$\omega_1 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_3 - \frac{1}{r} \frac{\partial v_2}{\partial \varphi}, \quad (2.10a)$$

$$\omega_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial v_2}{\partial \varphi} - \frac{\partial v_3}{\partial x}, \quad (2.10b)$$

$$\omega_3 = \frac{\partial v_2}{\partial x} - \frac{\partial v_1}{\partial r}, \quad (2.10c)$$

$$\frac{\partial \omega_1}{\partial t} + v \cdot \nabla \omega_1 - \omega \cdot \nabla v_1 = \frac{1}{R} \nabla^2 \omega_1, \quad (2.11a)$$

$$\frac{\partial \omega_2}{\partial t} + v \cdot \nabla \omega_2 - \omega \cdot \nabla v_2 = \frac{1}{R} \left\{ (\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) \omega_2 - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \omega_3}{\partial \varphi} \right\}, \quad (2.11b)$$

$$\frac{\partial \omega_3}{\partial t} + v \cdot \nabla \omega_3 - \omega \cdot \nabla v_3 = \frac{1}{R} \left\{ (\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) \omega_3 + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \omega_2}{\partial \varphi} \right\}, \quad (2.11c)$$

となる。

こゝで、流れを基本流と擾動流（擾動量は \sim とつけて表わす）に分け、

$$\begin{aligned} v_1 &= \tilde{v}_1, & v_2 &= \tilde{v}_2, & v_3 &= \bar{v}_3 + \tilde{v}_3, \\ \omega_1 &= \bar{\omega}_1 + \tilde{\omega}_1, & \omega_2 &= \tilde{\omega}_2, & \omega_3 &= \tilde{\omega}_3, \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\bar{\omega}_1 = \operatorname{Re} \bar{\omega}(r) e^{-i\sigma t}, \quad \bar{\omega} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \bar{v}$$

とおく。擾動流は、実験の結果からみて、軸 (x) 方向に k の波数をもつ定立波と考えることができる。線型化して得られる擾動方程式に対する強制項は (2.2 b, c) の $-v_3^2/r$, $v_2 v_3/r$ の項から生ずると考えられるから、

$$\left. \begin{aligned} \tilde{v}_2 &\sim e^{\pm i k x} \\ \tilde{v}_3 &\sim e^{\pm i k x - i \sigma t} \end{aligned} \right\} \times (r \text{ の関数}) \quad (2.13)$$

とおくのが合理的である。こゝで高次の項： $e^{-i l \sigma t}$ ($l \geq 2$) は省略する。同様に、

$$\left. \begin{aligned} \tilde{v}_1 &\sim e^{\pm i k x} \\ \tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2 &\sim e^{\pm i k x - i \sigma t} \\ \tilde{\omega}_3 &\sim e^{\pm i k x} \end{aligned} \right\} \times (r \text{ の関数}) \quad (2.14)$$

とおくことができる。そこで

$$\left. \begin{aligned} \tilde{v}_{1,2} &= \operatorname{Re} \hat{v}_{1,2}(r) e^{i k x}, \\ \tilde{v}_3 &= \operatorname{Re} \hat{v}_3(r) e^{-i \sigma t} \cos k x, \\ \tilde{\omega}_1 &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \operatorname{Re} \hat{v}_3 e^{-i \sigma t} \cos k x, \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\omega}_2 &= \frac{k}{n} \frac{\partial}{\partial n} \operatorname{Im} \hat{v}_3 e^{-i\sigma\tau} \sin kx, \\ \tilde{\omega}_3 &= \operatorname{Re} \hat{\omega}_3(\cdot) e^{-i\sigma\tau}, \end{aligned} \right\}$$

の形がえられる。

(2.15) を (2.9) ~ (2.11) に代入し、整理すると、

$$\left(\frac{1}{n} \frac{d}{dn} n \frac{d}{dn} - \frac{1}{n^2} - k^2 \right) \hat{v}_2 = ik \hat{\omega}_3, \quad (2.16a)$$

$$\left(\frac{1}{n} \frac{d}{dn} n \frac{d}{dn} - \frac{1}{n^2} - k^2 + i\alpha^2 \right) \hat{v}_3 = R \bar{\omega} \hat{v}_2, \quad (2.16b)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n} \frac{d}{dn} n \frac{d}{dn} - \frac{1}{n^2} - k^2 \right) \hat{\omega}_3 \\ = -\frac{1}{2} ik R (\bar{v} \hat{v}_3^* + \bar{v}^* \hat{v}_3) / n, \end{aligned} \quad (2.16c)$$

とる。境界条件は

$$\left. \begin{aligned} n=1: \quad \hat{v}_2 = \hat{v}_3 = \frac{d\hat{v}_2}{dn} = 0, \\ n=\infty: \quad \hat{v}_2 = \hat{v}_3 = \hat{\omega}_3 = 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

とる。

§3. 解法および数値計算

我々の流れの安定性の問題は (2.16) を境界条件 (2.17) のもとに解き、それから出てくる分散式の σ に虚数が出るかどうかを判定して、安定・不安定をきめることとなる。

独立変数と、 $\xi = \alpha(z-1)$ とすれば、境界条件 (2.17) から、 $\xi=0$ の付近で、せいぜい (あるいはもっと高い $\alpha^{-1} - \xi - \tau$)

$$\hat{v}_2 \sim \xi^2, \quad \hat{v}_3 \sim \xi, \quad \hat{\omega}_3 \sim 1, \quad (3.1)$$

のふりまゝに用いるものと考えられる。 $\hat{v}_2, \hat{v}_3, \hat{\omega}_3$ が完全直交関数系で展開できるものと仮定し

$$\left. \begin{aligned} \hat{v}_2 &= \sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell} \varphi_{\ell}^{(1)}(\xi), \\ \hat{v}_3 &= \sum_{\ell=0}^{\infty} b_{\ell} \varphi_{\ell}^{(2)}(\xi), \\ \hat{\omega}_3 &= \sum_{\ell=0}^{\infty} c_{\ell} \varphi_{\ell}^{(3)}(\xi), \end{aligned} \right\} (3.2)$$

と置き、(3.2)に代入すると、

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{\ell}^{(1)}(\xi) &= \sqrt{\frac{\ell!}{(\ell+4)!}} e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \xi^2 L_{\ell}^{(4)}(\xi), \\ \varphi_{\ell}^{(2)}(\xi) &= \sqrt{\frac{\ell!}{(\ell+2)!}} e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \xi L_{\ell}^{(2)}(\xi), \\ \varphi_{\ell}^{(3)}(\xi) &= e^{-\frac{1}{2}\xi^2} L_{\ell}(\xi), \end{aligned} \right\} (3.3)$$

を採用することにする。ここで、 $L_{\ell}(\xi)$ は Laguerre の多項式、 $L_{\ell}^{(2)}(\xi)$ 、 $L_{\ell}^{(4)}(\xi)$ は Laguerre の陪多項式である。

(2.16) を書き変えると

$$(\alpha^2 \mathcal{D} - k^2 f) \hat{v}_2 = ik^2 f \hat{\omega}_3, \quad (3.4a)$$

$$(\alpha^2 \mathcal{D} - k^2 + i\alpha^2) \hat{v}_3 = \alpha R g \hat{v}_2, \quad (3.4b)$$

$$(\alpha^2 \mathcal{D} - k^2) \hat{\omega}_3 = -\frac{1}{2} i\alpha k R (h^* \hat{v}_3 + h \hat{v}_3^*), \quad (3.4c)$$

$$\mathcal{D} = (\alpha^2 + 2\alpha\xi + \xi^2) \frac{d^2}{d\xi^2} + (\alpha + \xi) \frac{d}{d\xi} - 1,$$

$$f = \alpha^2 + 2\alpha\xi + \xi^2,$$

$$\left. \begin{aligned} g &= (\alpha + \xi) \left\{ (\alpha + \xi) \frac{d\bar{v}}{d\xi} + \bar{v} \right\}, \\ h &= (\alpha + \xi)^{-1} \bar{v} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

と定める。

スカラー-積を

$$(g, \psi) = \int_0^{\infty} g^*(\xi) \psi(\xi) d\xi, \quad (3.6)$$

で定義する。(3.4) を Galerkin の方法で解くことを考える。

\hat{v}_2 とし (3.2), (3.3) で展開すれば境界条件はもはや満足されている。(3.4) の各々を $\varphi_l^{(1)}$, $\varphi_l^{(2)}$, $\varphi_l^{(3)}$ とのスカラ-積をとることによって, 我々は展開係数: a_l, b_l, c_l に対する代数方程式をうることかできる。さて

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{D}_{lm}^{(n)}(\alpha) &= (\varphi_l^{(n)}, \mathcal{D} \varphi_m^{(n)}), \\ f_{lm}^{(p, \delta)}(\alpha) &= (\varphi_l^{(p)}, f \varphi_m^{(\delta)}) \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

等と書く。

$$(\alpha^2 \mathcal{D}_{lm}^{(1)} - k^2 f_{lm}^{(1)}) a_m + k f_{lm}^{(1,3)} c_m = 0, \quad (3.8a)$$

$$\alpha R g_{lm}^{(2,1)} a_m - \{ \alpha^2 \mathcal{D}_{lm}^{(2)} - (k^2 - i\alpha^2) f_{lm}^{(2)} \} b_m = 0, \quad (3.8b)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \alpha k R (h_{lm}^{(3,2)*} b_m + h_{lm}^{(3,2)} b_m^*) \\ + (\alpha^2 \mathcal{D}_{lm}^{(3)} - k^2 f_{lm}^{(3)}) c_m = 0, \end{aligned} \quad (3.8c)$$

の無限連立一次方程式がえられる。

φ_0, φ_1 だけをとると 8 行の方程式系となり, 8 行 8 列の行列式を 0 と置いて

$$D(\alpha, k, R) = 0, \quad (3.9)$$

かえられる。

実験で不安定が観測されるのは、 α が数十の程度で、 $\alpha \gg 1$ と考えられるから、Laguerre の多項式の漸近展開を用いることができ、具体的に $Q_{lm}^{(n)}(\alpha)$ 等を計算することができる。この計算では、 α^{-1} について展開し、はじめの3項までをとった。

実際の計算は、まず α と k を与えて、いろいろな R について (3.9) の $D(\alpha, k, R)$ を計算し、 D の符号の変わる所から中立曲線をえた。中立曲線は、基本流を特徴づける2つのパラメータ a と σ を含む $\alpha (=10a^2/L)$ が 40, 60, 80, 100 の場合について計算された。(オ3~オ6図)。

臨界レイノルズ数 R_{cr} の近似値は

$$\alpha = 40 : R_{cr} = 1,600 \quad (k_{cr} = 30),$$

$$\alpha = 60 : R_{cr} = 2,700 \quad (k_{cr} = 40),$$

$$\alpha = 80 : R_{cr} = 4,300 \quad (k_{cr} = 50),$$

$$\alpha = 100 : R_{cr} = 5,800 \quad (k_{cr} = 70),$$

であった。

我々は (3.4) を解くために、いわゆる Galerkin の方法を用いた。すなわち、解を境界条件を満足する完全直交関数系によって展開して、基礎方程式に代入し、個々の直交関数とのスカラー積をとって、展開係数についての代数方程式

に帰着させる方法であった。直交関数のはじめの数項で近似できるためには、解が十分滑らかであることが必要である。我々の場合には、臨界層 (critical layer) のようなものは現れないと予想されるから、解は十分滑らかと想像される。しかし、直交関数を2項でなく、もっとたくさんとって近似を上げ、収束をしろべること重要な問題であると考えられる。

参考文献

- 1) S. Tameda et al : 日本物理学会第25回年会予稿集2巻 (1970) 91.
- 2) 桑原真二・高木隆司 : 数理解析研究所講究録120 (1971) 28.

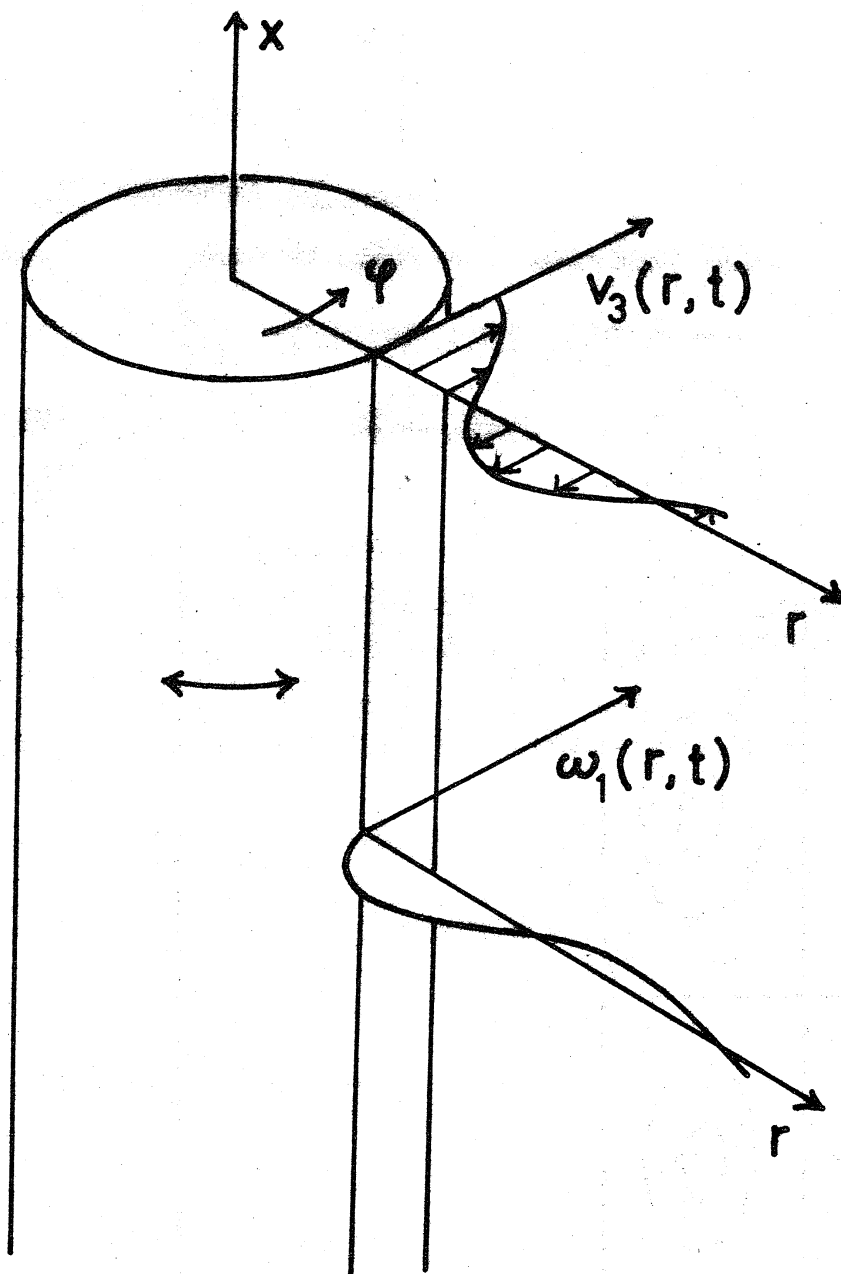
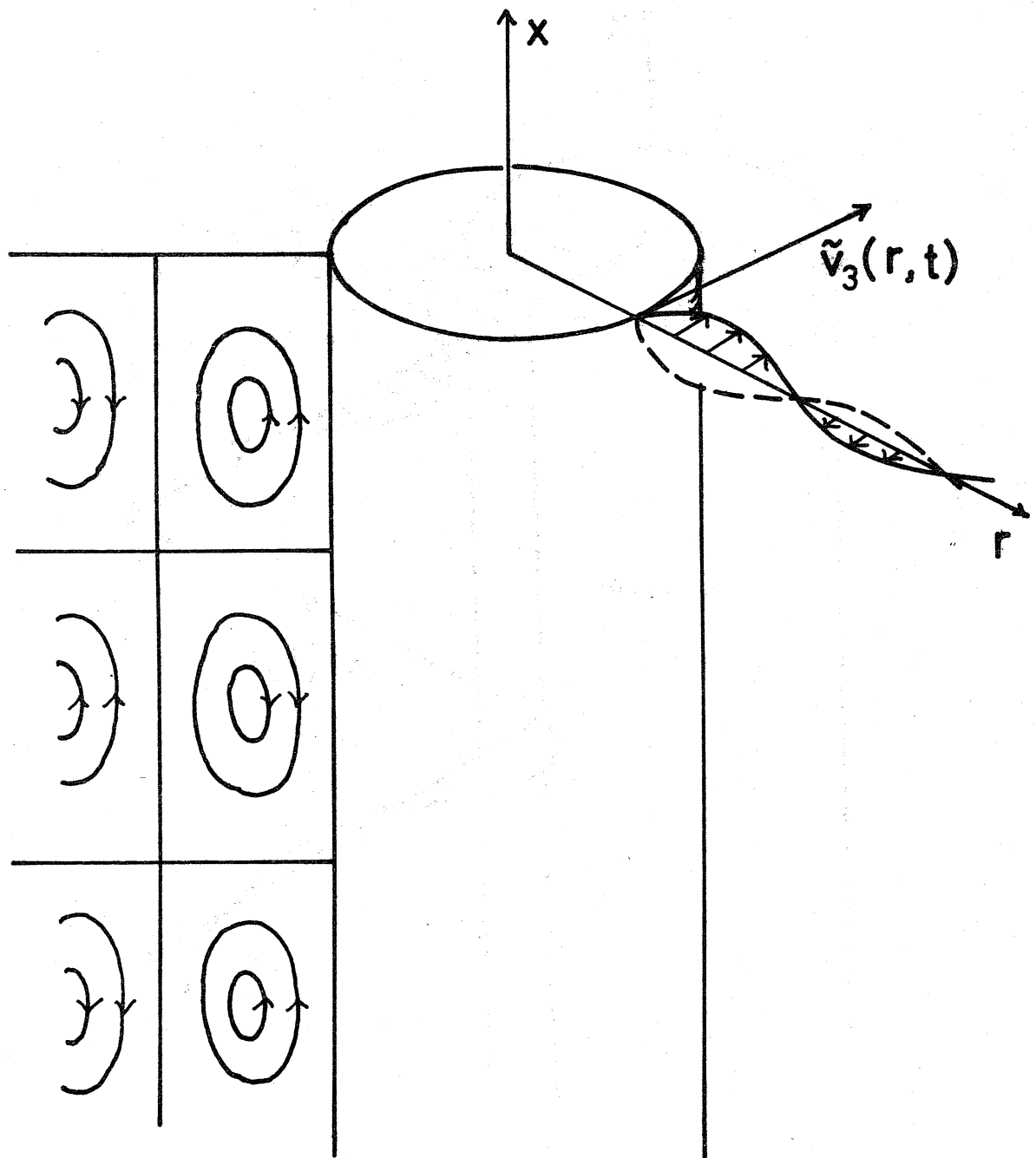
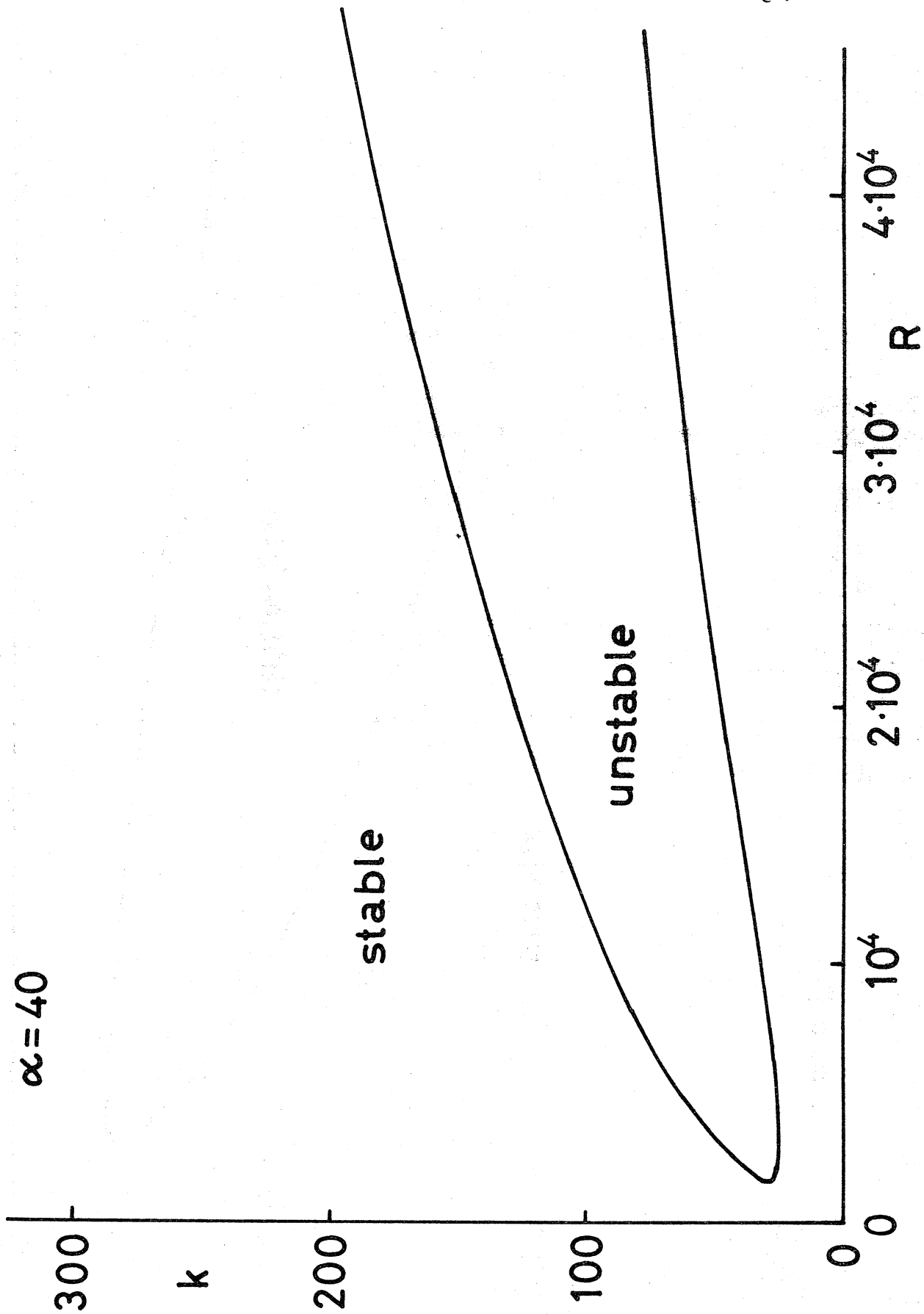


图1 基本流

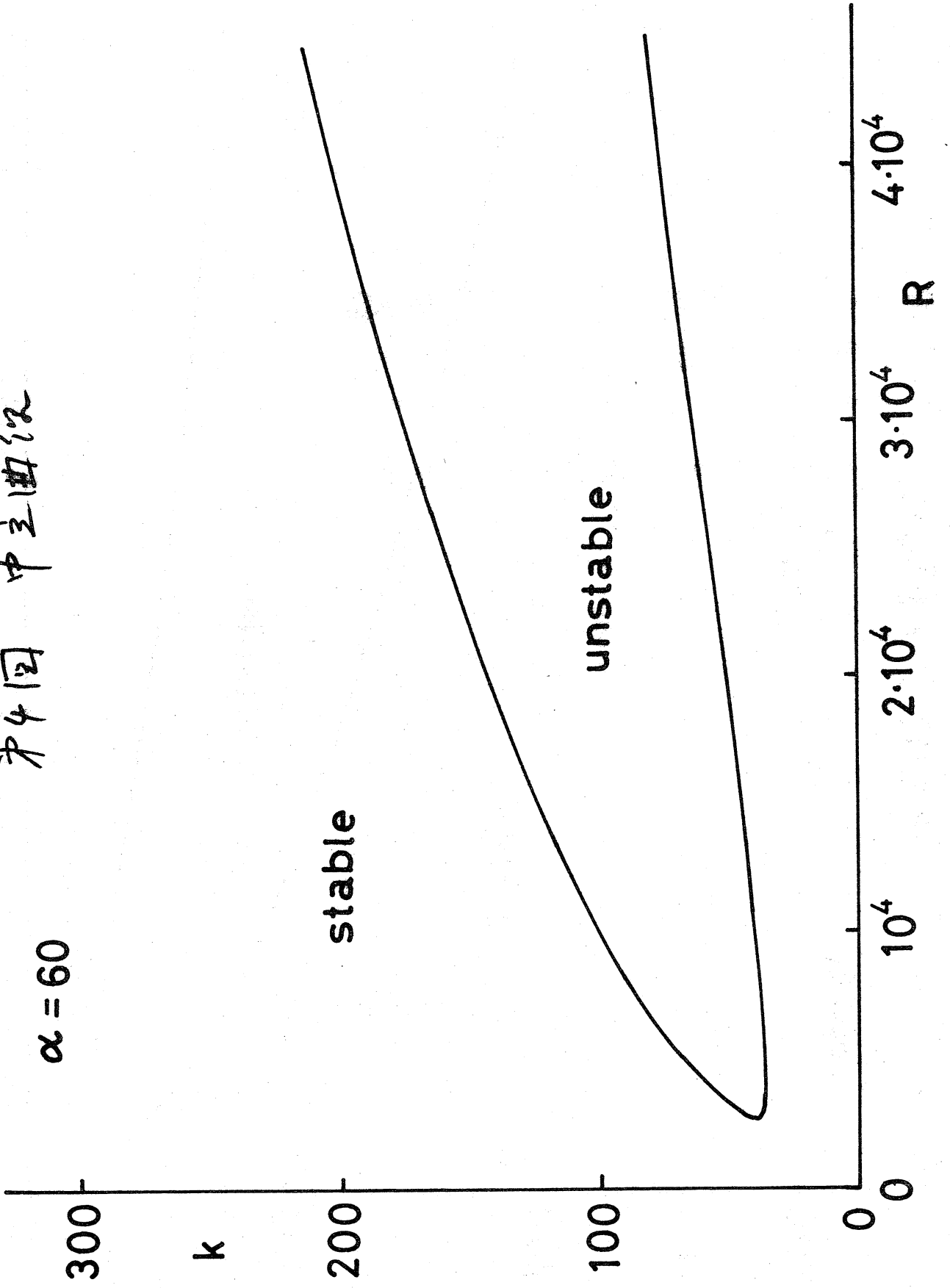


第2回 攝動法

图 3 中主曲线

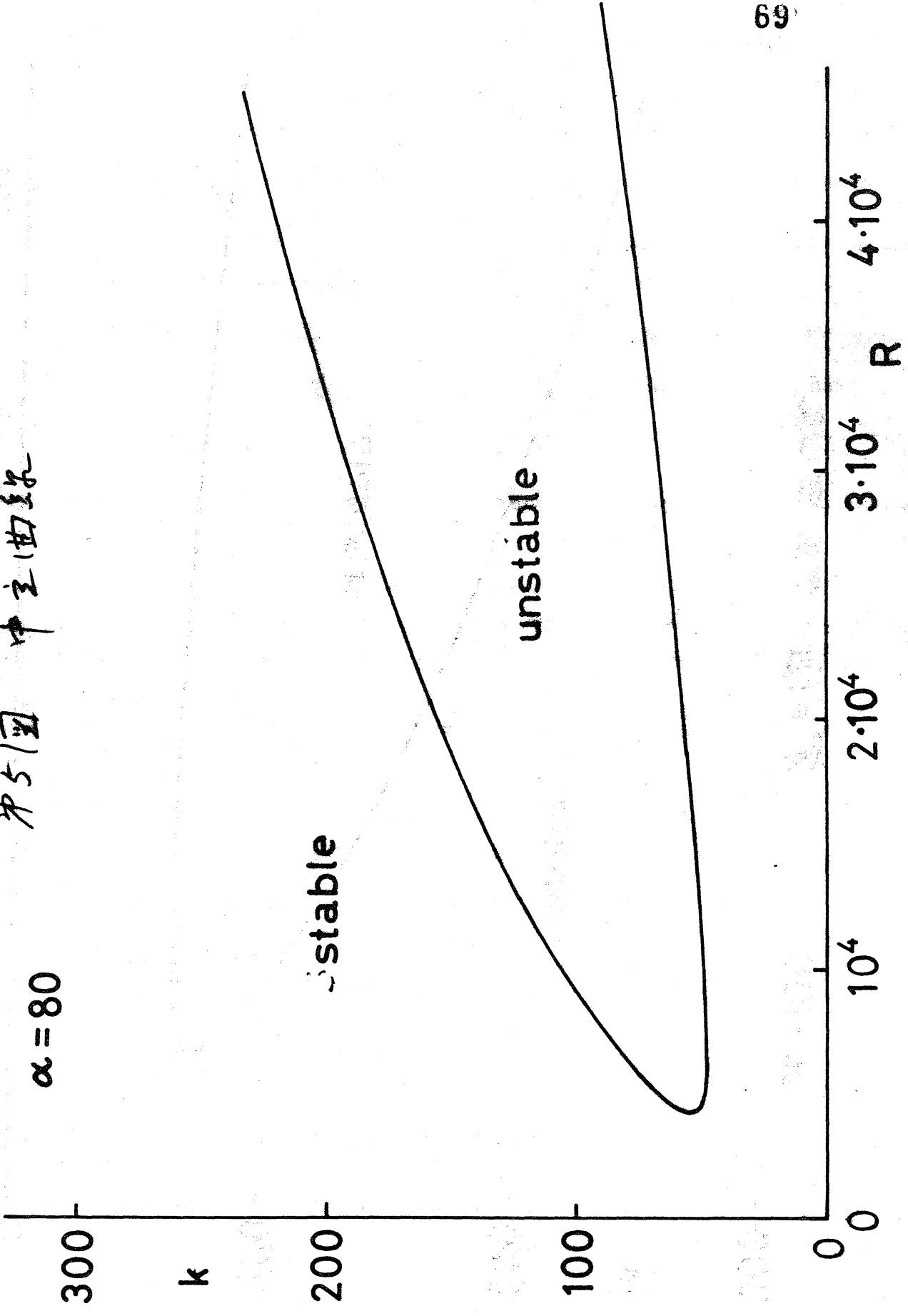


第4图 中立曲线



第5图 中立曲线

$\alpha = 80$



第61回 中立曲线

