

✓

N. 105

改訂 9.13

Date 8.8.6

2次元ストークス流れの解法について

別冊別

内容

概要

夏
0

1. 流れ関数による解の表現

1

2. 最適形状問題

4~13

3. 問題

4~12

附録 A $I_{2n}(\frac{1}{5})$

" B $J_{2n}(\frac{1}{5})$

参考文献; 森田繁 - "2次元弾性論" 1975

生産技術センター

新刊

概要

2次元ストークス流れでは抵抗が直接求まらない解から一般論としての解法はあまり見当たらない。

しかしよく知られているように オセーン流れで

レイノルズ数が充分小さい場合と考えれば

ストークス流れの境界値問題の解から抵抗が求められる。

以下には流れ関数を導入してストークス流れを解く事を試みる。

これは平面ポテンシャル問題の場合の応力関数と同じであるのでその手法を借用する。

その結果は渦度は物体形状の単位円への写像関数で表わされる事になる。

一方抵抗係数形状では渦度が周上で一定である事がわかっているのでこの事から

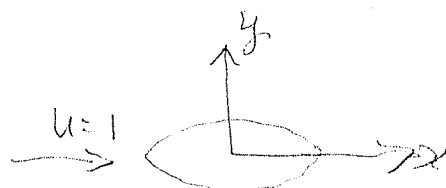
直ちに物体形状が計算出来る。

（注）
直心、とか2次元モメントが与えられる場合はやはり逐次解法の方が便利のように見える。

1. 流れ関数による解の表現

x 軸に對し左右対称な2次元物体の
周りの流れを考へよう。

粘性係数 $\mu=1$, 一様流速を1としよう。



速度成分 u, v , 圧力を p とすると運動方程式は

$$\nabla^2 u = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \nabla^2 v = \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (1.1)$$

連続の方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (1.2)$$

流れ関数 $\chi(x, y)$ を次のように導入する。

$$u = \frac{\partial \chi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \chi}{\partial x}, \quad (1.3)$$

そうすると渦度は

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = -\nabla^2 \chi, \quad (1.4)$$

で (1.1) から χ は

$$\nabla^4 \chi = 0, \quad (1.5)$$

つまり χ は重調和関数である。

そこで今 $z = x + iy$ の正則関数 $\phi(z), \psi(z)$

を導入すると χ は一般に次のように書ける。

$$\chi(x, y) = \operatorname{Re} \left[\bar{z} \phi(z) + \int \psi(z) dz \right], \quad (1.6)$$

この時

$$u - iv = \overline{\phi(z)} - \bar{z} \phi'(z) - \psi(z), \quad (1.7)$$

$$\zeta = 4 \operatorname{Re} [\phi'(z)], \quad (1.8)$$

さて一般に遠場では、[2次元ポテンシャル §3]

$$\left. \begin{aligned} u &\doteq 1 + \frac{D}{4\pi} \left(\log r + \frac{y^2}{r^2} \right), \\ v &= - \frac{D}{4\pi} \frac{xy}{r^2}, \end{aligned} \right\} \dots (1.9)$$

なお、この D は抗力であるが、負値となっており(上掲)

$$\left. \begin{aligned} \phi(z) &= M \log z + A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{z^n} \\ \psi(z) &= N \log z + B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{z^n} \end{aligned} \right\} \dots (1.10)$$

と展開出来ることから、(1.7)より

$$\begin{aligned} u - iv &= \bar{A}_0 - B_0 - M \frac{\bar{z}}{z} + \bar{M} \log \bar{z} - N \log z \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\bar{A}_n}{\bar{z}^n} - \frac{\bar{z}^n A_n}{z^{n+1}} - \frac{B_n}{z^n} \right], \end{aligned} \quad (1.11)$$

先づ u, v は一価函数であるから

$$M + N = 0, \quad (1.12)$$

で u は θ の偶函数, v は奇函数であるから

$M, A_n, B_n (n \geq 1)$ は real, $\bar{A}_0 - B_0$: real
すなわち

$$\left. \begin{aligned} u &= 2M \log r + \bar{A}_0 - B_0 - M \cos 2\theta + O\left(\frac{1}{r}\right) \\ v &= -M \sin 2\theta \end{aligned} \right\} (1.13)$$

(1.9) と比較して

$$\left. \begin{aligned} M &= + \frac{D}{8\pi} \\ \bar{A}_0 - B_0 - M &= 1 \\ \bar{A}_0 - B_0 + M &= 1 + \frac{D}{4\pi} \end{aligned} \right\} (1.14)$$

よって A_0, B_0 のどちらか不定であるから、今は $A_0 = 0$

とする。 7711

$$A_0 = 0$$

$$B_0 = -(1+M)$$

$$M = \frac{D}{8\pi}$$

$$\left. \begin{array}{l} A_0 = 0 \\ B_0 = -(1+M) \\ M = \frac{D}{8\pi} \end{array} \right\} \quad (1.15)$$

これを (1.10) に代入すると、すべて実の係数 M, A_n, B_n であり

$$\phi(z) = M \log z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{z^n}$$

$$\psi(z) = -M \log z - (1+M) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{z^n}$$

$$\left. \begin{array}{l} \phi(z) = M \log z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{z^n} \\ \psi(z) = -M \log z - (1+M) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{z^n} \end{array} \right\} \quad (1.16)$$

なる表現によって無限遠方の条件は満たされている。

2次元ストークス流れの解法について

新井 隆

内容

概要

1. 流れ問題に対する解の表現

2. 境界値問題の解

3. 数値解法

0

1

4

7~12

参考文献: 森田繁 - "2次元粘性流" 1975

新井 隆

新井

解法

このストークス流れでは抵抗が直接計算される所から一般論としてこの解法はあまり見当たらない。

しかしよく知られているように オセーン 流れ =

レイノルズ数 ∞ の場合と考えれば

ストークス流れの境界値問題の解が抵抗が求められる。

以下には 流れ 関数を導入して ストークス流れを解く事を試みる。

これは 平面流の問題の場合の応力関数と

同じであるので その手法を借用する。

その結果は満堂は 物体形状の単位円への写像関数で表わされる事になる。

一方 抵抗最小形状では満堂が周上で一定である事がわがっている。この事から

直ちに ~~物体形状~~ 物体形状が計算出来る。

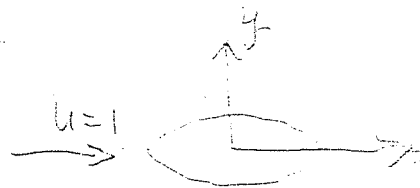
直ぐ、とが 2次元モメント が与えられる場合はやはり 逐次解法の方が便利のように見える。

1. 流れ関数による解の表現

x 軸に平行な圧力対称な2次元流速の

図りの流れを考慮しよう。

粘性係数 $\mu=1$, 一様流速を1としよう。



速度成分 u, v , 圧力を p とすると運動方程式:

$$\nabla^2 u = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \nabla^2 v = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.1)$$

連続の方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.2)$$

流れ関数 $\chi(x, y)$ を次のように導入する。

$$u = \frac{\partial \chi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \chi}{\partial x} \quad (1.3)$$

そうすると渦度は

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = -\nabla^2 \chi \quad (1.4)$$

で (1.1) から χ は

$$\nabla^4 \chi = 0 \quad (1.5)$$

つまり χ は重調和関数である。

そこで今 $z = x + iy$ の正則関数 $\phi(z), \psi(z)$

を導入すると χ は一般に次のように書ける。

$$\chi(x, y) = \operatorname{Re} \left[\bar{z} \phi(z) + \int \bar{\psi}(z) dz \right] \quad (1.6)$$

この時

$$u - iv = \phi'(z) - \bar{z} \phi'(z) - \bar{\psi}(z) \quad (1.7)$$

$$\zeta = 4 \operatorname{Im} [\phi'(z)] \quad (1.8)$$

さて一般に遠方では、[2次元ポテンシャル] ϕ

$$\left. \begin{aligned} u &= 1 + \frac{D}{4\pi} \left(\frac{y}{r} + \frac{y^2}{r^2} \right), \\ v &= - \frac{D}{4\pi} \frac{xy}{r^2}, \end{aligned} \right\} \dots (1.9)$$

なお、この D は抗力であるが、定値となっており、 ϕ は二階

$$\left. \begin{aligned} \phi(z) &= M \log z + A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{z^n} \\ \psi(z) &= N \log z + B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{z^n} \end{aligned} \right\} \dots (1.10)$$

と既(前)出て来るとすると、(1.7)より

$$\begin{aligned} u - i v &= \bar{A}_0 - B_0 - M \frac{\bar{z}}{z} + \bar{M} \log z - N \log z \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\bar{A}_n}{z^n} - \frac{\bar{z}}{z^{n+1}} n A_n - \frac{B_n}{z^n} \right], \end{aligned} \quad (1.11)$$

より u, v は一価関数であるから

$$\bar{M} + N = 0, \quad \dots (1.12)$$

で u は ϕ の偶関数、 v は奇関数であるから

$M, A_n, B_n (n \geq 1)$ は real, $\bar{A}_0 - B_0$: real
と仮定

$$\left. \begin{aligned} u &= 2M \log r + \bar{A}_0 - B_0 - M \cos 2\theta + O\left(\frac{1}{r}\right) \\ v &= -M \sin 2\theta \end{aligned} \right\} \dots (1.13)$$

(1.9) と比較して

$$\left. \begin{aligned} M &= + \frac{D}{8\pi} \\ \bar{A}_0 - B_0 - M &= 1 \\ \bar{A}_0 - B_0 + M &= 1 + \frac{D}{4\pi} \end{aligned} \right\} \dots (1.14)$$

係数 A_0, B_0 のどちらか一つは定数であるから $A_0 = 0$

としよう。 7711

$$A_0 = 0$$

$$B_0 = -(1+M)$$

$$M = \frac{D}{F\pi}$$

$$\left. \begin{array}{l} A_0 = 0 \\ B_0 = -(1+M) \end{array} \right\} \quad (1.15)$$

これを (1.10) に代入すると すぐて 実の係数 M, A_n, B_n は

$$\phi(z) = M \log z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{z^n}$$

$$\psi(z) = -M \log z - (1+M) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{z^n}$$

$$\left. \begin{array}{l} \phi(z) \\ \psi(z) \end{array} \right\} \quad (1.16)$$

なる表現により、無限遠方の条件は満たされている。

2. 境界値問題

境界条件は物体表面上に

$$u=v=0 \quad \text{on } C, \quad (2.1)$$

これは (1.7) に よる。

$$\overline{\phi(z)} = \overline{z} \phi'(z) + \psi(z), \quad (2.2)$$

と等しい。

ここで z -pl. の物体形状 C は ζ -pl. の半径 a の円に写像されるとしよう。さて写像変数は

$$z(\zeta) = \zeta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n}{\zeta^n}, \quad (2.3)$$

つまり

$$z \xrightarrow{|\zeta| \gg 1} \zeta, \quad \frac{dz}{d\zeta} \xrightarrow{|\zeta| \gg 1} 1, \quad (2.4)$$

としよう。

$$\text{今 } \phi(z(\zeta)) = \Phi(\zeta), \quad \psi(z(\zeta)) = \Psi(\zeta), \quad (2.5)$$

と書きなおすと (2.2) は

$$\overline{\Phi(\zeta)} = \overline{z(\zeta)} \frac{d}{dz} \Phi(\zeta) + \Psi(\zeta), \quad \text{on } |\zeta|=a \quad (2.6)$$

ここで無限遠点では (2.4) の条件があるから

前節同様の議論により, ζ -pl. について (1.16) が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \Phi(\zeta) &= M \log \zeta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\zeta^n} \\ \Psi(\zeta) &= -M \log \zeta - (1+M) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{\zeta^n} \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

より、 $\bar{z} = \frac{a^2}{z}$ である事を考慮する。

$$\begin{aligned}\bar{\Phi}(z) &= M \log \bar{z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\bar{z}^n} = M \log \frac{a^2}{z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n z^n}{a^{2n}}, \quad (2.8) \\ &= \bar{\Phi}\left(\frac{a^2}{z}\right),\end{aligned}$$

又 (2.3) より

$$\begin{aligned}\bar{z}(z) &= \bar{z} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{C}_n}{\bar{z}^n} = \frac{a^2}{z} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{C}_n}{a^{2n}} z^n \\ &= \frac{a^2}{z} f(z), \quad \dots \dots \dots (2.9) \\ f(z) &= 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{C}_n}{a^{2n+2}} z^{n+1},\end{aligned}$$

と導くから (2.6) は

$$\bar{\Phi}\left(\frac{a^2}{z}\right) = \frac{a^2}{z} f(z) \frac{d\bar{\Phi}(z)}{dz} + \psi(z), \quad (2.10)$$

と書けるがこれは z の正則関数同士の関係

となっており、 z の全平面で成立つ。

(あるいは鏡像原理によつてと書ける)。

(2.7) を代入すると

$$\begin{aligned}M \log \frac{a^2}{z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n z^n}{a^{2n}} &= \frac{a^2}{z} f(z) \frac{d\bar{\Phi}}{dz} \left[\frac{M}{z} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n A_n}{z^{n+1}} \right] \\ &= -M \log z - (1+M) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{z^n}, \quad (2.11)\end{aligned}$$

z^n ($n \geq 1$) の係数は右辺にはないから

$$A_n = 0 \quad \text{for } n \geq 1,$$

EPK
(2.12)

前に A_0 は $0 < 1$ であるから $2(1+M)$ であるから

$$A_0 + 2M \ell_f \sigma = - (1+M) = \dots; \quad (2.13)$$

それ故

$$\overline{\Phi}(s) = M \ell_f \left(\frac{\rho}{s} \right) = - (1+M), \quad (2.14)$$

と (2.11),

$$\overline{\Phi}(s) = -M \ell_f s - (1+M), \quad (2.15)$$

よ

$$\psi(s) = -M \ell_f s - (1+M) - \frac{M a^2}{s^2} f(s) \frac{ds}{dz}, \quad (2.16)$$

温度は

$$\zeta = 4 \operatorname{Im} \left[\frac{M a^2}{s} \frac{ds}{dz} \right], \quad (2.17)$$

3. 常通形状

抵抗最小形状ではい場が一定であれば"力"所から場は (2.17) で与えられるから、その"一定"であるような $\frac{ds}{dz}$ と $\frac{dz}{ds}$ の関係は

$$\frac{1}{s} \frac{ds}{dz} = \alpha \log \left(\frac{s-a}{s+a} \right), \quad \dots \quad (3.1)$$

$$\ln \left[\frac{\log \frac{s-a}{s+a}}{\log \frac{s-a}{s+a}} \right]_{|s|=1} = \pm \frac{\pi}{2} \quad \text{for } s \gtrless 0, \quad (3.2)$$

一方 (2.4) の関係があるから

$$-2\alpha = 1, \quad \dots \quad (3.2')$$

より

$$|\beta| = \frac{1}{2}\pi, \quad \dots \quad (3.3)$$

(3.1) は

$$\frac{dz}{ds} = - \frac{2}{s \log \left(\frac{s-a}{s+a} \right)}$$

より

$$z - z(s=a) = -2 \int_a^s \frac{ds/s}{\log \left(\frac{s-a}{s+a} \right)}, \quad \dots \quad (3.4)$$

$$z - z|_i = -2i \int_0^{\theta} \frac{d\theta}{\frac{\pi}{2}i + \log \tan \frac{\theta}{2}}$$

$$= -2 \int_0^{\theta} \frac{\frac{\pi}{2} + i \log \tan \frac{\theta}{2}}{\frac{\pi^2}{4} + [\log \tan \frac{\theta}{2}]^2} d\theta, \quad (3.5)$$

一次と二次のモーメントが与えられる時は

$$\zeta^2 = C + bx + ax^2, \quad (z = x + iy) \quad (3.6)$$

この時は (3.1) のかわりに ($a \neq 1$ とする)

$$\frac{1}{\zeta} \frac{d\zeta}{dz} = \frac{1}{4} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \left(\zeta^n + \frac{1}{\zeta^n} \right) \log \left(\frac{\zeta^{n+1} - 1}{\zeta^{n+1} + 1} \right), \quad (3.7)$$

$$\text{但し} \quad \sum_{n=0}^{\infty} a_n = 1, \quad (3.8)$$

とおくと

$$|\zeta| = \frac{\pi}{4} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \log n, \quad \zeta = e^{i\theta} \quad (3.9)$$

そこで任意の a_n を与えて (3.7) から ζ を求める。

そうすると (3.6) の x は a_n の関数として表わされる。

それと (3.9) を比較して a_n が定まる。

と云えるが、これは大體存判句である。

そこで以下 逐次近似解法を考える

方法は (2.17) を利用し、まず ^{与えられた} 最初に形状を単位円に写像する変数 ζ を求めて $\frac{d\zeta}{dz}$ を計算し、 ζ の形状を微小変形させた時の ζ の変化を求め、それが (3.6) を満たすようにしてゆく。

その先に与えられた円盤を単位円に変換する関数を決める。

その際には次の形の関数が便利である

$$\zeta = z \exp \left[- \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n}{z^n} \right], \quad C_n \in \mathbb{R}, \quad (3.10)$$

ここで円盤上の点で

$$z = r e^{i\alpha(s)}, \quad s: \text{角度}, \quad (3.11)$$

とすると

$$\zeta = z - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n}{z^n}, \quad \dots \quad (3.12)$$

$$\operatorname{Re}[\zeta] = \lim_{r \rightarrow 1} r - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n}{r^n} \cos[n\alpha(s)] \approx 0, \quad (3.12')$$

$$\because |s| = 1,$$

から C_n が求められる。

このときの argument α は次の式で与えられる。

$$\alpha = \lim_{r \rightarrow 1} [\arg \zeta] = \alpha(s) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{r^n} \sin[n\alpha(s)], \quad (3.14)$$

(3.12) から

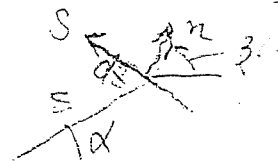
$$\frac{\zeta}{4M} = \lim_{r \rightarrow 1} \left\{ \frac{d\zeta}{dz} \right\} = \lim_{r \rightarrow 1} \left[\frac{1}{z} + \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{C_n}{z^{n+1}} \right], \quad \dots \quad (3.15)$$

ここで

$$dz = i ds e^{i\beta(s)}$$

(3.16)

β は該線が x 軸と与角 β と T と



$$\left. \frac{d\tau}{ds} \right|_c = \ln \left| \frac{d\tau}{ds} \right| = - \frac{d\theta}{ds} \sin \theta, \quad \dots (3.17)$$

であるから (3.14) で θ を計算しておけば、 $\ln \frac{d\theta}{ds}$ とは、

計算結果からあらためて (3.15) で計算する必要はない。

さて物体が視線方向に δn だけふくれているとしよう。

この平面ではこれは ε に対応するとすると等角寫像

であるから ε はやはり単位円に視線方向で

$$\varepsilon = \frac{d\theta}{ds} \delta n, \quad \dots (3.18)$$

である。

このふくれているを単位円に寫像する周数は

$$\zeta' = \zeta \exp \left[- \sum_{n=0}^{\infty} \ln \zeta^n \right], \quad (3.19)$$

とかくと (3.13) により

$$\ln |\zeta'| = \ln (1 + \varepsilon) \doteq \varepsilon$$

であるから

$$\varepsilon = \frac{d\theta}{ds} \delta n = \sum_{n=0}^{\infty} \ln \cos n\theta, \quad \dots (3.20)$$

また $\zeta = e^{i\theta}$ とする (3.14) より

$$\theta' = \theta + \sum_{n=1}^{\infty} \ln \sin n\theta, \quad \dots (3.21)$$

$$\therefore \frac{d\theta'}{d\theta} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} n \ln \cos n\theta, \quad \dots (3.22)$$

δn が $\delta = 1$ と $\beta = 0$ の場合を考察する。

$$\frac{d\epsilon'}{d\epsilon} \doteq 1 \quad \dots \dots \dots (3.23)$$

となるようにある。

2) 今度は直線的に S' 面と S 面の断面からと理解出来る。

さて β については

$$\begin{aligned} \frac{\delta \beta}{4\pi} \Big|_C &= - \frac{d\epsilon'}{ds} \sin \beta' = - \frac{d\epsilon'}{d\epsilon} \frac{d\epsilon}{ds} \frac{ds}{ds'} \sin(\beta + \delta\beta) \\ &\doteq - \frac{d\epsilon}{ds} [\alpha\beta + \beta \cos \beta] \quad \dots \dots \dots (3.24) \end{aligned}$$

$$\therefore ds \doteq ds', \quad d\epsilon \doteq d\epsilon'$$

$$\delta\beta = \frac{\partial}{\partial s}(\delta n) \quad \dots \dots \dots (3.25)$$

$$\therefore \frac{\delta \beta}{4\pi} = - \frac{d\epsilon}{ds} \cos \beta \frac{\partial \delta n}{\partial s} \quad \dots \dots \dots (3.26)$$

(3.6) により

$$\beta \delta \beta = c + bx + ax^2 - \beta^2 \quad \dots \dots \dots (3.27)$$

$$\therefore - \frac{d\epsilon}{ds} \cos \beta \frac{\partial(\delta n)}{\partial s} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{c + bx + ax^2}{\beta} - \beta \right] \quad (3.28)$$

これより

$$\int \delta n ds = \int x \delta n ds = x = \delta n ds = 0 \quad (5.127)$$

から δn が求められる。この δn を元の形状に加えてその操作をくりかえせば

よい。

$\theta(\text{deg})$

X

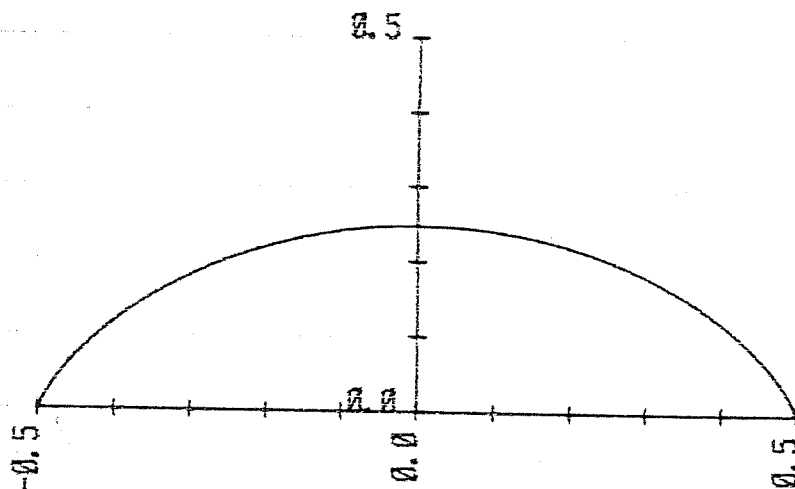
Y

I=	1	-0.00220	0.00883
I=	5	-0.02137	0.04367
I=	11	-0.05251	0.09843
I=	16	-0.09251	0.15167
I=	21	-0.14090	0.20672
I=	26	-0.19723	0.26222
I=	31	-0.26102	0.31713
I=	36	-0.33131	0.37051
I=	41	-0.40513	0.42136
I=	46	-0.48247	0.46967
I=	51	-0.56131	0.51416
I=	56	-0.64111	0.55433
I=	61	-0.72323	0.58995
I=	66	-0.80721	0.62051
I=	71	-0.89333	0.64555
I=	76	-1.08733	0.66412
I=	81	-1.19735	0.67633
I=	86	-1.30721	0.68171
I=	91	-1.41661	0.68071
I=	96	-1.52566	0.67267
I=	101	-1.63985	0.65703
I=	106	-1.74826	0.63400
I=	111	-1.85443	0.60316
I=	116	-1.95772	0.56278
I=	121	-2.05747	0.51318
I=	126	-2.15310	0.45475
I=	131	-2.24399	0.38751
I=	136	-2.32966	0.31122
I=	141	-2.40938	0.22626
I=	146	-2.48284	0.13371
I=	151	-2.54949	0.03431
I=	156	-2.60866	0.02893
I=	161	-2.66048	0.17356
I=	166	-2.70335	0.11541
I=	171	-2.73632	0.05803
I=	176	-2.75973	0.02221
I=	180	-2.77137	0.00000

16850
16380

11059
11107
111087

738
124
-433



AKK
trk 0
file 6