

粘性圧縮流の差分解法

航空宇宙技術研究所 三好 甫

§ 1

一次元非定常 Navier-Stokes 方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x}(\rho T) &= \frac{4}{3} \frac{1}{Re \rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1) T \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{4}{3} \frac{\gamma(\gamma - 1)}{Re \rho} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 &= \frac{\gamma}{\sigma} \frac{1}{Re \rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\end{aligned}\quad (1.1)$$

の差分法による数値計算法について述べる。この方程式は又

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (f + S') \quad (1.2)$$

と保存形でかける。ここで

$$W = \begin{pmatrix} \rho \\ m \\ E \end{pmatrix}, \quad f = \begin{pmatrix} -m \\ -\left(\frac{m^2}{\rho} + p\right) \\ -\frac{m}{\rho}(E + p) \end{pmatrix}, \quad S' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{4}{3} \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m}{\rho} \right) \\ \frac{1}{Re} \left[\frac{\gamma}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E}{\rho} - \frac{1}{2} \left(\frac{m}{\rho} \right)^2 \right) + \frac{4}{3} \left[\frac{m}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m}{\rho} \right) \right] \right] \end{pmatrix}$$

後の使用のため $\frac{\partial S'}{\partial x} = S$ とおく。

ここで ρ , u , T はそれぞれ流体の密度, 速度, 温度を表し, Re , σ はそれぞれレイノルズ数, プラントル数である。又, $E = \rho \left(\frac{T}{\sigma(\sigma-1)} + \frac{1}{2} u^2 \right)$, $p = (\sigma-1) \left(E - \frac{1}{2} \rho u^2 \right)$, $m = \rho u$ である。

一次元非定常 Navier-Stokes 方程式 (以下 N-S eq と略す。) に差分法を適用した例としては I. Yu. Braelouskaya [1], S. M. Scala & P. Gordon [2], L. F. Fillar & H. F. Ludloff [3], J. Gary [4], [5], E. L. Rubin & S. Z. Burstein [6], H. U. Thommen [7] がある。ここでは安定性を中心に N-S eq の差分法について考えることにする。

以下、 $f_{i,j} = f(x_i, t_j)$ の称に表われ、前進差分商、後退差分商、中心差分商、2階の中心差分商をそれぞれ f_x , $f_{\bar{x}}$, $f_{\bar{x}}$, $f_{x\bar{x}}$ と表わす。

Fillar & Ludloff は弱い衝撃波を含む $Re = 32$ の流れに対して N-S eq の一階導関数を後退差分商で、二階導関数を二階の中心差分商でおきかえる差分法を提案し、その安定条件を

$$\Delta t \leq \Delta x / \left(u + a + \frac{\sigma}{Re} \frac{1}{\Delta x} \right) \quad (1.3)$$

$$\frac{\sigma}{Re} \frac{1}{\Delta x} \gg a|_{u=0} \quad (\text{実際計算では } \frac{\sigma}{Re} \frac{1}{\Delta x} \geq \frac{2}{3} a|_{u=0}) \quad (1.4)$$

としている。ここで $a = \sqrt{T}$ である。(1.4) は Re が大きいと Δx は小さく取る必要があることを示している。しかしながらこの差分法は (1.3), (1.4) の条件のもとでも後に示す衝撃波管の問題に対しては不安定性を示すことが数値実験の結果確かめられる。

J. Gary は熱伝導性を無視した N-S eq に Lax-Wendroff の差分法を適用した。彼は差分法の安定条件として経験的に

$$\Delta t \leq \text{Min} \left(\frac{\Delta x}{u+a}, \frac{1}{2} \frac{3}{8\pi} \text{Re} f \Delta x^2 \right) \quad (1.5)$$

を与えている。

E.L. Rubin & S.Z. Burstein および H.U. Thommen は (1.2) の N-S eq に 2-Step Lax-Wendroff 差分法を適用した。

$$\bar{W}_{i+\frac{1}{2},j+1} = \frac{1}{2} (\bar{W}_{i+1,j} + \bar{W}_{i,j}) + \frac{\Delta t}{\Delta x} (f_{i+1,j} - f_{i,j}) + \frac{\Delta t}{2} (S_{i+1,j} + S_{i,j}) \quad (1.6)$$

$$\bar{W}_{i,j+1} = \bar{W}_{i,j} + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\frac{1}{2} (f_{i+1,j} - f_{i-1,j}) + \bar{f}_{i+\frac{1}{2},j+1} - \bar{f}_{i-\frac{1}{2},j+1} \right] + \Delta t S_{i,j} \quad (1.7)$$

この差分法の安定条件は Rubin & Burstein によれば

$$\Delta t \leq \text{Min} \left(\frac{\Delta x}{u+a}, \Delta t_c \right) \quad (1.8)$$

である。ここで Δt_c は (1.6); (1.7) に small perturbation を導入して得られた線型化方程式の作る行列の固有値の絶対値を 1 以下に押える最大の Δt の値である。この固有値多項式は複雑な 3 次方程式になるので彼等は計算機で固有値を計算した。

以上の安定性に関する結果から N-S eq に対する差分法において Δx を固定して定まる差分方程式の安定性は放物的および双曲的な安定条件に従うことが明かとなる。

次に各種の差分法の安定性に関する数値実験を衝撃液管の問題に関して行なった結果を示す。(次の注参照)

問題 1 (衝撃液管)

初期条件 $u(x, 0) = 0 ; 0 \leq x \leq 1$

$$T(x, 0) = 1; \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$f(x, 0) = 1; \quad 0 \leq x \leq 0.4, \quad f(x, 0) = 0.02; \quad 0.4 \leq x \leq 1$$

境界条件

$$u(0, t) = u(1, t) = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=1} = 0$$

用いた差分法は

(1) Lax-Wendroff の差分法

f について T の scheme をかくと

$$f_{i,j+1} = f_{i,j} + \Delta t (f_t)_{i,j} + \frac{\Delta t^2}{2} (f_{tt})_{i,j} \quad (1.9)$$

ここで f_t, f_{tt} は (1.1) を用いて

$$(f_t)_{i,j} = -(u f_x + f u_x)_{i,j} \quad (1.10)$$

$$(\tilde{f}_t)_{i,j} = -(u f_x + f u_x)_{i,j} \quad (1.11)$$

$$(f_{tt})_{i,j} = -(f_t u_x + f (\tilde{u}_t)_x + u_t f_x + u (\tilde{f}_t)_x)_{i,j} \quad (1.12)$$

(2) 2-step Lax-Wendroff の差分法

$$(1.6) \text{ および } (1.7)$$

(3) Friedrichs-Lax の差分法

(1.2) に代えて

$$w_{i,j+1} = \frac{1}{2} (w_{i+1,j} + w_{i-1,j}) + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (f_{i+1,j} + S'_{i+1,j} - f_{i-1,j} - S'_{i-1,j}) \quad (1.13)$$

(1.1) 又は (1.2) に関する双曲的および双曲的安定条件^(注)はそれぞれ

は $\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Re} \rho \Delta x^2 \geq -\epsilon$ 及び $\frac{\Delta x}{u + \epsilon}$ である。

注) 安定条件が $\frac{\partial \epsilon}{\partial x} \leq \operatorname{const}$ となるものを双曲的安定条件, $\frac{\partial \epsilon}{\partial x} \leq \operatorname{const}$ となるものを双曲的安定条件と仮称しておく。

差分法	Re	Δx	$10^3 \Delta t$ 安定	$10^3 \Delta t$ 不安定	$10^3 \frac{\Delta x}{\Delta t u}$	$10^3 \frac{\Delta}{\Delta t} Re \Delta x^2$	
(1)	10^5	0.01	2.25	2.375	3.226	53.57	安定な場合でも衝撃波の背後に大きな振動が生ずる。
	10^4	0.01	2.125	2.25	3.501	5.357	上に同じ
	10^3	0.01	0.546895	0.5625	3.673	0.5357	安定な場合良い解を与える。
	10^2	0.01	0.05	0.055	4.201	0.05357	上に同じ
	10	0.01	0.005	0.005625	6.162	0.005357	安定な場合でも大きな振動を生ずる。
(2)	10^5	0.01	—	1.0	—	—	
	10^4	0.01	3.625	3.75	3.899	5.857	安定な場合でも衝撃波の背後に大きな振動を生ずる。
	10^3	0.01	0.5		3.676	0.5357	安定な場合良い解を与える。
	10	0.01	0.005		6.25	0.005357	安定な場合でも振動を生ずる。
(3)	10^6	0.005	0.5	5.0	2.02	133.92	滑らかな解を与える。
	10^3	0.005	0.1	0.5	2.77	0.13392	上に同じ

上の表で $\frac{\Delta x}{\Delta t u}$, $\frac{\Delta}{\Delta t} Re \Delta x^2$ は $t=0.2$ 迄の値のうち最も厳しい値を取った。不安定というのは $t=0.2$ 迄に解が overflow をするかまたは Δt が負になることをいう。2-step-Lax-Wendroff 法で $Re=10^6$, 10^5 の場合 Δt を小さくしても安定な解は得られなかった。Friedrichs-Lax 法において $Re=10$ の場合 安定な Δt は存在するか解は const になってしまう。

前節で実験を行なった差分法は全て非粘性超音速流に適用されてきたものばかりである。実験の結果から見るとこれらの差分法は万全であるとはいえない。一才、N-S eq. に対する差分方程式は双曲的な性質だけでなく放物的な性質も併せ持っているという事実がある。これらの理由から以下の節では放物型方程式 $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ に対する差分法の基礎についていくつかの差分法を構成し、その安定性について解析し、実験を行うことにする。

放物型方程式 $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ に対しては通常 *explicit scheme* と *implicit scheme* の両者が同程度に用いられているが、ここでは前者についてだけ考えることにする。

implicit scheme を考慮しなかつた理由は下記のとおりである。

- (1). 二次元非定常問題への応用を考える場合、それから生ずる *large Scale* の非線型連立方程式の解法は容易ではないこと。
- (2). 非粘性 ($Re \rightarrow \infty$) の場合に(1)で述べた困難をさけるために *implicit* な差分法を種々変形 (線型化, 三角化 etc) する試みがあるが得られた差分法は必ずしも無条件安定ではない (J. Gary).
- (3). 強い衝撃波を含む問題に適用された *implicit* な差分法の解には大きな *Overshoot*, *undershoot* が現われ、その処理が問題となる。(J. Gary, J. Turner & B. Wendroff 参照)

次の差分法を考える。

$$p_t + u p_{\bar{x}} + p u_{\bar{x}} = 0$$

$$u_t + u u_{\bar{x}} + \frac{1}{\sigma p} (pT)_{\bar{x}} = \frac{4}{3} \frac{1}{Re p} u_{\bar{x}\bar{x}} \quad (2.1)$$

$$T_t + u T_{\bar{x}} + (r-1) T u_{\bar{x}} - \frac{4}{3} r(r-1) \frac{1}{Re p} u_{\bar{x}}^2 = \frac{r}{\sigma} \frac{1}{Re p} T_{\bar{x}\bar{x}}$$

および

$$p_t + u p_{\bar{x}} + p u_{\bar{x}} = 0, \quad (u \geq 0)$$

$$u_t + u u_{\bar{x}} + \frac{1}{\sigma p} (pT)_{\bar{x}} = \frac{4}{3} \frac{1}{Re p} u_{\bar{x}\bar{x}}, \quad (u \geq 0) \quad (2.2)$$

$$T_t + u T_{\bar{x}} + (r-1) T u_{\bar{x}} - \frac{4}{3} r(r-1) \frac{1}{Re p} u_{\bar{x}}^2 = \frac{r}{\sigma} \frac{1}{Re p} T_{\bar{x}\bar{x}}, \quad (u \geq 0)$$

(2.2) で $u < 0$ の場合 $p_{\bar{x}}, u_{\bar{x}}, T_{\bar{x}}$ はそれぞれ p_x, u_x, T_x に代える。

(2.1) の差分法を非粘性超音速流に適用すると不安定となることから (small perturbation による誤差解析から明か) (2.1) は Δx を固定した場合に十分大きな Re をもつ流れに対しては不安定となることが予想される。(2.1) に small perturbation を導入し誤差解析を行なうと small perturbation $\tilde{p}, \tilde{u}, \tilde{T}$ に関する線型方程式は

$$\begin{pmatrix} \tilde{p}^{(n)} \\ \tilde{u}^{(n)} \\ \tilde{T}^{(n)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - i\lambda u B, & -i\lambda p B, & 0 \\ -\frac{i\lambda T B}{\sigma p}, & 1 - i\lambda u B - 2\lambda \beta A, & -\frac{i\lambda B}{r} \\ 0, & -(r-1)i\lambda T B, & 1 - i\lambda u B - 2r\lambda \beta A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{p}^{(n-1)} \\ \tilde{u}^{(n-1)} \\ \tilde{T}^{(n-1)} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

となる。ここで $\sigma = 0.75$ とおいた。 $\lambda = \frac{\Delta t}{\Delta x}$, $\beta = \frac{4}{3 Re p \Delta x}$, $\sin \theta = B$

$(1 - \cos \theta) = A$ である。この行列の固有値は

$$\tau_1 = 1 - i\lambda u B - 2\lambda \beta A \quad (2.4)$$

$$\tau_{2,3} = \frac{1 - i\lambda\alpha B - \lambda\beta A \pm \lambda(\beta^2 A^2 - \alpha^2 B^2)^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (2.5)$$

(2.4) および (2.5) から (2.1) の差分法が安定であるためには

$$\Delta t \leq \frac{3}{8\beta} Re \rho \Delta X^2 \quad (2\lambda + \beta \leq 1 \text{ より}) \quad (2.6)$$

$$|u| + a \ll \frac{4\beta}{3Re\rho\Delta X} \quad (2.7)$$

(2.7) は Re を固定すれば

$$\Delta X \ll \frac{4\beta}{3(|u| + a) Re \rho} \quad (2.8)$$

ΔX を固定すれば

$$Re \ll \frac{4\beta}{3(|u| + a) \rho \Delta X} \quad (2.9)$$

問題 A において $\Delta X = 0.01, 0.005$ に対応する (2.9) の理論値を用いたばそれぞれ $Re \ll 3500, Re \ll 6600$ となる。^{注)} (2.1) の差分法の問題 A を用いての数値実験の結果は以下の表に示す。

Re	ΔX	$10^4 \Delta t$	$10^4 \text{Min} \frac{\Delta X}{u+a}$	$10^4 \text{Min} \frac{3}{8\beta} Re \rho \Delta X^2$	解の状況
10^5	0.005	0.1	(17.8)	133.9	$t=0.27994$ で不安定
4×10^4	0.01	5.0	(17.8)	26.43	$t=0.14$ で不安定
3×10^3	0.01	5.0	(17.8)	16.07	安定 ($t=0.35$)
10^4	0.01	5.75	(17.8)	5.575	不安定
10^3	0.01	5.5	17.61	5.575	安定 ($t=0.35$)
10^2	0.01	0.54575	(17.8)	0.5575	不安定
10^2	0.01	0.540625	(17.8)	0.5575	安定 ($t=0.35$)
10	0.005	0.05	(17.8)	0.01339	$t=0.00009$ で不安定
10	0.005	0.01	32.8	0.01339	安定 ($t=0.35$)

前頁の表中 $\frac{\Delta X}{u+a}$ の () は非粘性の場合の理論値である。数値実験の結果では (2.8) の代りに $Re < 4t/3(1u+a) p \Delta X$ としても良い称である。従って (2.7) の代りに $1u+a < 4t/3 Re p \Delta X$ として実用上良い称である。

(2.2) の (2.3) に対応する線型方程式は

$$\begin{pmatrix} \bar{p}^H \\ \bar{u}^H \\ \bar{T}^H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\lambda u(A+CB), & -\lambda p B, & 0 \\ -\frac{\lambda \lambda B}{p}, & 1-\lambda u(A+CB)-2\lambda \beta A, & -\frac{\lambda \lambda B}{p} \\ 0 & -\lambda (a-1) \lambda T B, & 1-\lambda u(A+CB)-2\lambda \beta A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{p} \\ \bar{u} \\ \bar{T} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$u < 0$ に対応する方程式は対角要素の $1-\lambda u(A+CB)$ を $1-\lambda u(-A+CB)$ に代えたものである。 $K=1-\lambda u(A+CB)$ ($u \geq 0$) または $K=1-\lambda u(-A+CB)$ とおくと上の行列の固有値は

$$\tau_1 = K - 2\lambda \beta A, \quad \tau_{2,3} = K - \lambda \beta A \pm \lambda (\beta^2 A^2 - a^2 B^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

である。 $|\tau_{1,2,3}| \leq 1$ なるための条件は2つの場合に分けて考えなければならぬ。

i) $\beta \geq a$ の場合 $|\tau_{1,2,3}| \leq 1$ なるための条件は

$$\Delta t \leq \frac{\Delta X}{(1u) + \frac{\beta}{3 Re p \Delta X}} \quad (2.11)$$

である。

ii) $\beta < a$ の場合、 $|\tau_{2,3}| \leq 1$ なるための条件は $u, p, T, \Delta X, Re$ の複雑な関係である。そこで u, p, T を種々の値に固定し Re を変化させて $|\tau_{1,2,3}| \leq 1$ となる Δt の上限の値を計算機で計算させる ($\Delta X = 0.01$ とした)。その結果

a) $\beta \ll \alpha$ の場合、すなわち $Re \rightarrow \infty$ としてゆくと Δt_c の値は ρ に無関係に u と α に依存して一定値に近づく。

b) $\beta \ll \alpha$ の全ての Re の値に対して Δt_c は $\frac{\Delta x}{u \alpha}$ の値の $\frac{1}{4} \sim \frac{3}{4}$ の間にあった。

以上の結果より (2.2) の差分法は任意の Re の値に対して安定な解を計算できることが予想される。又 Re を任意に固定した場合 $\Delta x \rightarrow 0$ とすれば常に $\beta \geq \alpha$ とできることに注意する必要がある。次に問題 A を用いて (2.2) の差分法の安定性に関する数値実験を行なった結果を表に示す。($\Delta x = 0.01$)

Re	$10^4 \Delta t$	$Max \tau $	$10^4 Min \frac{\Delta x}{u \alpha}$	$10^4 Min \frac{1}{\beta Re \rho \alpha^2}$	解の状況
10	0.0053125	1.0	8.4	0.005357	安定
10	0.00546875	1.04	9.0	0.005357	不安定 (477 step)
10^2	0.05375	1.006 ~1.0	5.1	0.05357	安定
10^2	0.0546875	1.04	5.1	0.05357	不安定 (250 step)
10^3	0.5	1.0	3.8	0.5357	安定
10^3	0.5625	1.099	3.8	0.5357	不安定 (155 step)
10^4	1.0	1.0	3.5	5.357	安定
10^4	2.75	1.04	3.5	5.357	安定
10^4	2875	—	—	5.357	不安定 (5 step)
10^5	1.0	1.0	3.5	53.57	安定
10^5	3.23	1.04	3.2	53.57	安定

Re	$10^3 \Delta t$	$Max T $	$10^3 Min \frac{\partial X}{\partial x_2}$	$10^3 Min \frac{\partial}{\partial x} Re \partial x^2$	解の状況
10^5	0.25	1.09	—	50.57	不満足 (15 step)
10^6	1.0	1.004	0.5	50.5.7	満足
10^6	0.26	—	—	50.5.7	満足
10^6	0.28	—	—	50.5.7	不満足 (4 step)

上の表で不満足というのは $Re=10^5$ の場合 2000 step, $Re=10^6$ の場合 100 step, $Re=10^6$ の場合 300 step, $Re \geq 10^6$ の場合 200 step まで解に overflow が生ずるか、または ρ , T の値が負になる場合を意味する。
また $Max |T|$ は 5 step ごとに ρ の最大値 (Maximum ρ)、 $Max |T|$ は 5 step ごとに T の最大値 (Maximum T) を計算した 10 の全 step を通じての最大を示す。

この結果では (2.2) により問題 4 が不安定な解を導いたのは $Re \geq a$ で (2.11), $Re < a$ で $0 < \frac{\partial X}{\partial x_2}$ (minimum $\frac{\partial X}{\partial x_2} > 0$) が成り立つ条件である様に考えられる。また (2.4) の数値解は衝撃波の背後に生じる overshoot ($Re \geq 10^5$) を含むが前節の差分法の解に生じる振動はむしろ $Re \rightarrow 0$ とも同時に明らかになる。

8頁の注 非粘性の場合の理論値を用いて (4.1) を計算した。

11頁の注 $\Delta X \rightarrow 0$ とするとこの overshoot は小さくなる。

§ 1.2 の差分法は ΔX を固定して $Re \rightarrow 0$ とするかまたは Re を

固定して $\Delta x \rightarrow 0$ とすると Δt に課せられる安定条件は厳しくなることを示した。この条件を除くために本節では $\frac{\partial u}{\partial t} = a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ に対する非対称な差分法を構成することにする。

先ず $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ に対する次の二つの近似を考える。 $0 \leq \alpha \leq 1$ に対して

$$u_{xx\alpha} = \frac{1}{\Delta x^2} [\alpha (u_{i+1,j+1} - u_{i,j+1} - u_{i,j} + u_{i-1,j}) + (1-\alpha) (u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j})] \quad (3.1)$$

$$u_{x\tilde{x}\alpha} = \frac{1}{\Delta x^2} [\alpha (u_{i+1,j} - u_{i,j} - u_{i,j+1} + u_{i-1,j+1}) + (1-\alpha) (u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j})] \quad (3.2)$$

$u_{xx\alpha}$ および $u_{x\tilde{x}\alpha}$ の $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ に対する打ち切り誤差は $A \Delta x^2 \pm B \frac{\Delta t}{\Delta x}$ である。 $\frac{\partial u}{\partial t} = a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ を $u_t = a u_{xx\alpha}$ または $u_t = a u_{x\tilde{x}\alpha}$ で差分近似した場合、これらの差分法の安定条件は共に

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x^2}{2a(1-\alpha)} \quad (3.3)$$

である。(3.3) より、 $\alpha=1$ のとき差分法は無条件安定、 $\alpha=0$ のとき差分法は通常の Explicit な差分法になることから明かな称に $\Delta t \leq \frac{\Delta x^2}{2a}$ が安定条件である。また $\alpha=\frac{1}{2}$ の時 $\Delta t \leq \frac{\Delta x^2}{a}$ となり $\alpha=0$ の時と比較して二倍の有利さとなる。

次に差分法の安定性の性質は保存したままで差分法の精度を向上させる、つまり打ち切り誤差中の $\frac{\Delta t}{\Delta x}$ の項を除くことについて考える。 $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ の係数の符号が $u_{xx\alpha}$ と $u_{x\tilde{x}\alpha}$ では逆になっていることから $u_t = u_{xx\alpha}$ による解と $u_t = u_{x\tilde{x}\alpha}$ による解の平均を各 step ごとにとれば精度は向上することが期待される。

今、簡単のため $\alpha=1$ とする。 $N\Delta x=1$, $\frac{\Delta t}{\Delta x^2} = \omega$, $A = \frac{\omega a}{1+\omega a}$
 $B = \frac{1-\omega a}{1+\omega a}$ とおき、 $u_t = a u_{x\tilde{x}\alpha}$ による $(j+1)\Delta t$ -level の解を $u_{i,j+1}^L$

$u_t = a u_{xx}$ による解を $u_{i,j+1}^R$ とすれば平均法による解 $u_{i,j+1}^L$ は

$$u_{0,j+1}^L = a; \text{境界条件}$$

$$\begin{aligned} u_{i,j+1}^L &= A(u_{i-1,j+1}^L + u_{i+1,j}) + B u_{i,j} \quad 1 \leq i \leq N-1 \\ &= A u_{i+1,j} + (A^2 + B) \sum_{k=2}^L A^{i-k} u_{k,j} + B A^{i-1} u_{1,j} + A^i u_{0,j+1} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$u_{N,j+1}^R = b; \text{境界条件}$$

$$\begin{aligned} u_{i,j+1}^R &= A(u_{i+1,j+1}^R + u_{i-1,j}) + B u_{i,j} \quad 1 \leq i \leq N-1 \\ &= A u_{i-1,j} + (A^2 + B) \sum_{k=i}^{N-2} A^{k-i} u_{k,j} + B A^{N-i-1} u_{N-1,j} + A^{N-i} u_{N,j+1} \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} u_{i,j+1} &= \frac{1}{2} (u_{i,j+1}^L + u_{i,j+1}^R) = \frac{A}{2} (u_{i-1,j} + u_{i+1,j}) + \frac{(A^2+B)}{2} \sum_{k=0}^{N-i-1} A^k (u_{i-k,j} + u_{i+k,j}) \\ &\quad + \frac{A^2+B}{2} \sum_{k=N-1-i}^{i-2} A^k u_{i-k} - \frac{1}{2} (B A^{i-1} u_{1,j} + A^i u_{0,j+1} + B A^{N-i-1} u_{N-1,j} + \\ &\quad + A^{N-i} u_{N,j+1}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで一般性を失わずに $i > N-i$ とおくと、(2.6) を

$(x, t, j+1)$ の廻りで Taylor 展開し、 $\frac{\partial u}{\partial t} = a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ 及び $u \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} = a \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}$ を用い、これは $u, \Delta x \frac{\partial u}{\partial x}, \Delta x^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ の係数は 0、 $\Delta x^3 \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}$ の係数 $Y(\Delta x)$ は

$$Y(\Delta x) = \frac{1}{2} (a\omega)^2 \left[\left(\frac{a\omega}{1+a\omega} \right)^i - \left(\frac{a\omega}{1+a\omega} \right)^{N-i} \right] \quad (2.7)$$

となる。今、 $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} Y(\Delta x)/\Delta x = 0$ となることを計算により確かめられ、(但し境界点の適当な近傍を除く) $\Delta x \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}$ の係数は $\Delta x \rightarrow 0$ で $o(\Delta x)$ となり、平均法の精度は Δx より高くなる。これは境界点の適当な近傍内の格子点を除いては殆ど通常の explicit 差分法の精度と等しい精度をもつといえる。

前節の差分法を N-Seq に適用する。(2.2) の二階導関数をそれぞれ u_{xx} および T_{xx} で置きかえた差分法により得られる $g_{i,j,t}$ の解をそれぞれ $p_{i,j,t}^L, u_{i,j,t}^L$ および $T_{i,j,t}^L$ とし、 u_{xx} および T_{xx} を置きかえて得られる解を $p_{i,j,t}^R, u_{i,j,t}^R$ および $T_{i,j,t}^R$ ($p_{i,j,t}^L = p_{i,j,t}^R$ である。) とすると平均法の解は

$$\begin{aligned} p_{i,j,t} &= \frac{1}{2} (p_{i,j,t}^L + p_{i,j,t}^R) \\ u_{i,j,t} &= \frac{1}{2} (u_{i,j,t}^L + u_{i,j,t}^R) \\ T_{i,j,t} &= \frac{1}{2} (T_{i,j,t}^L + T_{i,j,t}^R) \end{aligned} \quad (4.1)$$

となる。

次に平均法の誤差解析を行なう。まず (2.2) の u_{xx}, T_{xx} を u_{xx}, T_{xx} で置きかえた差分方程式に small perturbation を導入すると small perturbation に用いる線型に方程式は $u \geq 0$ の場合, $1 - e^{-u} = A, \frac{1}{2} \sin \theta = B, \frac{4\lambda}{3 \operatorname{Re} p_{xy}} = \rho, \frac{4t}{\Delta x} = \lambda, x \rho (1 - e^{-u}) = c, 3(2 \cos \theta - 1) + a(1 - e^{-u}) = D$ とおくと

$$\begin{pmatrix} \tilde{p}_{i,j,t}^L \\ \tilde{u}_{i,j,t}^L \\ \tilde{T}_{i,j,t}^L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda u A & -\lambda \rho B & 0 \\ -\frac{\lambda T B}{(1+c)\rho} & \frac{1 - \lambda u A + D}{1+c} & -\frac{\lambda B}{1+c} \\ 0 & -\frac{(2-1)\lambda T B}{1+c} & \frac{1 - \lambda u A + D}{1+c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{p}_{i,j,t} \\ \tilde{u}_{i,j,t} \\ \tilde{T}_{i,j,t} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$u < 0$ に対応する方程式は (4.2) において $A = e^{-u} - 1$ とおけば得られる。また u_{xx} および T_{xx} に対応する方程式は (4.2) において $c = x \rho (e^{-u} - 1)$ とおけば得られる。今 $1 - \lambda u A = F$ とおき (4.2) の行列の固有値を τ とすると

$$\tau_1 = F + D / (1 + c) \quad (4.3)$$

$$\tau_{2,1} = \frac{1}{1 + c} \left[F + \frac{c}{2} (Fc + D) \pm \left\{ \frac{c^2}{4} (Fc - D)^2 + (1 + c) \lambda^2 T B^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (4.4)$$

となる。

$\alpha = 1$ の場合 $|\tau_1| \leq 1$ なるためには

$$\lambda |u| (1 - \lambda |u|) + 2\beta (1 + \lambda |u| (1 - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2})) \geq 0$$

であれば良いが、そのためには $\lambda |u| \leq 1$ であれば良い。従つて

$\alpha = 1$ の場合 τ_1 に関しては放物的安定条件はなくなる。 $|\tau_{2,1}| \leq 1$

なるための簡単な条件を示すことはできないので $\alpha = 0.5, 1.0$ に

対して ρ, u, T, R を種々変化させて (4.4) から $|\tau_{2,1}| \leq 1$ なるための

の Δt の上限を計算機により計算した結果

i) $\beta > \alpha$ の場合

a) $\alpha = 1$

Δt は殆んど u のみに依存し、 R も ρ にも依存せず

放物的な安定条件はあちてゐると考えられる。

b) $\alpha = 0.5$

Δt は殆んど $\alpha = 0$, すなわち (2.2) の差分法の安定条件の

2倍であつて

$$\Delta t < \Delta x / \left(|u| + \frac{4\beta}{3R\rho\alpha} \right) \quad (4.5)$$

である。これは前節の $u_t = \alpha u_{xx}$ の安定条件から予想さ

れるとありである。

ii) $\beta < \alpha$

$\alpha = 0.5, 1$ に対する Δt_c の値は $\alpha = 0$ の場合の値と殆んど等しい。

iii) $\delta\beta$ と α が同程度の場合

$$\Delta t_c|_{\alpha=1} > \Delta t_c|_{\alpha=0.5} > \Delta t_c|_{\alpha=0} \quad (4.6)$$

であつて、 $\delta\beta \rightarrow 0$ に従つて ii) の状況に近付き、 $\delta\beta \rightarrow \infty$ に従つて i) の状況に近づく。

この結果、この節の目的であつた $\delta\beta \gg \alpha$ の場合の放物的安定条件の除去が果せたことが明かとなる。次に、問題 A を用いて平均法の安定条件に関する数値実験を行なった結果を示す。

R_0	α	安 定	不 安 定
10	0	0.0000053125	0.00000546875
10	0.5	0.00001075	0.000010875
10	1.0	0.01	0.0285
10^2	0	0.00005375	0.0000546875
10^2	0.5	0.0001110	0.00011125
10^2	1.0	0.00775	0.007875
10^4	0	0.00055	0.0005625
10^4	0.5	0.0012	0.0014
10^4	1.0	0.004875	0.0045

左の表で不安定
 というのは $\alpha = 0$ 、
 0.5 の場合は $\delta\beta$
 と同じ、 $\alpha = 1$ の
 場合は 400 step 迄
 に解に overflow が
 生ずるか ρ, T に
 負の値が生ずる
 がする場合をい
 う。この表では
 $R_0 \geq 10^4$ の結果が

でないが $\alpha = 0.5, 1.0$ の場合も $\alpha = 0$ の場合も同じ結果をうえ

た。この実験の結果は誤差解析の結果を文解している。不足条件の改良は $\alpha=1$ の場合に著しい。

又

献

- [1] I. Yu. Brei lovskaya, Soviet Physics Doklady, vol 10, NO2, 1965
- [2] S. M. Scala & P. Gordon; The Physics of Fluid vol 9, No 6, 1966
- [3] L. F. Fillae & H. F. Ludloff; Math. of compt vol 15, 1961
- [4] J. Gary; N.Y.O. 9188, 1965
- [5] J. Gary; Math of Compt vol 18, 1964
- [6] E. L. Rubin & S. Z. Burstein; J of compt. Phys, vol 2, 1967
- [7] H. U. Thommen, Z. A. M. P., vol 17, 1966
- [8] J. Turner & B. Wendroff; LA 3007, 1964

