ロータリエンジン作動室内の二次元ガス流動シミュレーション*

浜井 祐治^{*1}, 渡辺 正五^{*1}
長谷川 泰明^{*1}, 大田 英輔^{*2}A Two-Dimensional Computer Simulation of Unsteady Flow
During the Intake-Compression Stroke of a Rotary EngineYuji HAMAI, Showgo WATANABE,
Yasuaki HASEGAWA and Eisuke OUTA

A two-dimensional computer simulation study is developed to obtain efficient understanding of unsteady flow behaviors during the intake-compression stroke of a rotary engine. Emphasis is put on describing swirling flow features as a function of the rotor geometry and operating conditions. The system of the compressible N-S equations is solved by applying the Beam and Warming method with the DD-ADI algorithm. Second and fourth-order nonlinear artificial dissipation terms are added in the scheme with minmod-type limiters. Since the convective acceleration of the gas is considerably weak, a special treatment for the pressure description is required along the rotor boundary wall. Various flow patterns are presented satisfactorily, which are constituted of vortices generated in the intake process and secondary vortices developed by the rotor movement. Their features agree well with the experimental observations made separately by the authors, and a prospective view to design more efficient engines is obtained.

Key Words: Compressible Flow, Computational Fluid Dynamics, Internal Flow, Secondary Flow, Unsteady Flow, Implicit Factorization Method, Internal Combustion Engine, Rotary Engine

1. 結 言

ロータリエンジンを対象とした、作動室内ガス流動場の計測およびシミュレーションの報告例は少なく、その流動場の様相については、最近まで明白にはされていなかった。Hamadyらは、トレーサ法やLDV法を用いた実験を行い、流動場の様子を示し⁽¹⁾⁽²⁾、従来からシミュレーションなどを通じて予測されていたものよりも、かなり複雑な様子であることを記している。

一方、往復動エンジンを対象とした、筒内ガス流動シミュレーションの進歩は著しく、かなりの精度で実験結果を再現しているものもある⁽³⁾。これらは、吸気行程における流動場を解明することに主眼を置いているため、非圧縮性ナビエ・ストークス方程式に基礎を置くものが多い。しかし、ロータリエンジンの場合、吸排気オーバーラップ時の排気ガス挙動が性能に支配的であること、その形状のために強いスキッシュ流が生

ずることなどから、圧縮性ナビエ・ストークス方程式を解析する必要がある。

著者らは圧縮性ナビエ・ストークス方程式に従うシミュレーションを開発した。本報では、その検証として、前出の実験結果との比較を行うだけでなく、著者らがトレーサを用いて直接撮影した流動場と計算結果の双方を用いて、ロータリエンジン作動室内流のメカニズム解明を試みた。

加えて、グリッドの大きな変形を伴う、非定常、内部流れを計算する場合に、注意を払うべき点についても言及する。

2. 記号と用語

x, y, t : 直交座標における位置, 時刻

ξ, η, τ : 一般座標における位置, 時刻

i, j, n : 離散化された ξ, η, τ

J : 座標変換に伴うヤコビアン

h : 時間刻み

ρ : 質量密度

u, v : x, y 方向流速

e : エネルギー密度

p : 圧力

a : 音速

* 平成2年10月29日 第3回計算力学講演会において講演、原稿受付 平成2年11月9日。

^{*1} 正員、マツダ(株)横浜技術研究所 (〒221 横浜市神奈川区守屋町2-5)。

^{*2} 正員、早稲田大学理工学部 (〒169 東京都新宿区大久保3-4-1)。

γ : 比熱比 (=1.40)

Pr : プラントル数 (=0.72)

μ : 粘度(サザランドの公式による)

Re : レイノルズ数

R : ロータ創成半径

E : ロータ偏心量

ds : アベックスシール長さ(ロータとロータハウジング間の距離)

添 字

B : 境界上の点

I : 境界より一つ内側の点

P : ポート内の仮想的点

∞ : 0.1MPa, 300K における空気での値

用 語

リセス: ロータ中央部のくぼみ

L 側: 作動室内の回転方向側

T 側: 作動室内の反回転方向側

MDR ロータ: 形状が L 側, T 側で対称なロータ

LDR ロータ: リセスの形状が L 側で深いロータ

3. モデル化とグリッド

3.1 エンジンのモデル化 研究の対象としたエンジンの模式図を図 1 に示す⁽¹¹⁾.

また本報の計算では, アベックスシール面での作動室間のガスの漏えいはないものとした。さらに, 吸排気ポート位置をアベックスシールが通過するときの作動室間の連通は考慮しておらず, 一つの作動室のみを計算対象とした。

3.2 グリッド 図 2 に, 物理空間 (x, y, t) と計算空間 (ξ, η, τ) の対応を示す。グリッドの生成法は, 代数的手法⁽⁴⁾を用い, ξ, η 方向に, 64×32 点を配した。この方法では, 座標系はロータ相対となるため, グリッドは, ロータとアベックスシール表面上に固定されており, 一方, ロータハウジング表面上では, そこを滑ることになる。

乱流モデルを用いていないため, グリッドの間隔は

図 1 ロータリエンジンの模式図

$Re^{-1/2}$ 以下でなくてはならない。しかし, 計算機の制約上, ロータハウジングとロータの表面近傍で, η 方向に対してのみこの条件を適用した。また, 本計算の場合, 大きく変形する閉じた境界内の流れであるため, 代表寸法や代表流体量の物理的意味を持つ定義は困難であるが,

$$Re = \frac{\rho_{\infty} a_{\infty} R}{\mu_{\infty}} \dots \dots \dots (1)$$

として, 基礎方程式の無次元化を行うとともに, 物体表面近傍でのグリッド間隔を決定した。

4. 基礎方程式

作動室内の流体は圧縮性の空気のみとし, その満たすべき方程式を一般座標系を用いて書き下せば,

$$Q_{\tau} + E_{\xi} + F_{\eta} = Re^{-1}(G_{\xi} + H_{\eta}) \dots \dots \dots (2)$$

$$Q = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \\ Q_4 \end{bmatrix} \dots \dots \dots (3)$$

$$E = \begin{bmatrix} Q_1 U \\ Q_2 U + \xi_x P \\ Q_3 U + \xi_y P \\ (Q_4 + P)U - \xi_x P \end{bmatrix} \dots \dots \dots (4)$$

$$F = \begin{bmatrix} Q_1 V \\ Q_2 V + \eta_x P \\ Q_3 V + \eta_y P \\ (Q_4 + P)V - \eta_y P \end{bmatrix} \dots \dots \dots (5)$$

$$G = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x g + \xi_y h \end{bmatrix} \dots \dots \dots (6)$$

$$H = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x g + \eta_y h \end{bmatrix} \dots \dots \dots (7)$$

ただし,

図 2 物理空間と計算空間の対応

$$P = p/J, \quad p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2} \right] \dots\dots\dots (8)$$

$$\tau = t \dots\dots\dots (9)$$

$$J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x \dots\dots\dots (10)$$

$$\tau_{xx} = \mu(4u_x - 2v_y)/3 \dots\dots\dots (11)$$

$$\tau_{yy} = \mu(4v_y - 2u_x)/3 \dots\dots\dots (12)$$

$$\tau_{xy} = \mu(u_y + v_x) \dots\dots\dots (13)$$

$$g = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \mu \frac{(\xi_x \partial_\xi + \eta_x \partial_\eta) a^2}{Pr(\gamma - 1)} \dots\dots\dots (14)$$

$$f = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \mu \frac{(\xi_y \partial_\xi + \eta_y \partial_\eta) a^2}{Pr(\gamma - 1)} \dots\dots\dots (15)$$

$$U = \xi_t + u\xi_x + v\xi_y \dots\dots\dots (16)$$

$$V = \eta_t + u\eta_x + v\eta_y \dots\dots\dots (17)$$

5. 計 算 方 法

5.1 時間進行法 τ による偏微分を一次の前進差分で近似し、ビーム・ウォーミング法によって、ステップを進めた⁽⁵⁾。ただし、対流項が支配的であると、粘性項には n 時刻での値を用いた。したがって、式(2)は以下のように離散化される。

$$\Delta Q^n + h(E_t^{n+1} + F_\eta^{n+1}) = Re^{-1} h(G_\xi^n + H_\eta^n) \dots\dots\dots (18)$$

$$\Delta Q^n = Q^{n+1} - Q^n \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 $n+1$ 時刻の量を ΔQ で展開すると、

$$E^{n+1} = E(\xi^{n+1}, \eta^{n+1}, Q^n) + A^n \Delta Q^n + O(h^2) \dots\dots\dots (20)$$

$$A = \partial E / \partial Q \dots\dots\dots (21)$$

となる。 F に対しても同様の展開を行い、 A に相当する量を B とし、式(18)に代入すれば、次のデルタフォームを得る。

$$LHS^n \Delta Q^n = RHS^n \dots\dots\dots (22)$$

ただし、

$$LHS^n = (I + h\partial_\xi A^n + h\partial_\eta B^n) \dots\dots\dots (23)$$

$$RHS^n = Re^{-1} h(G_\xi^n + H_\eta^n) - h(E_\xi^n + F_\eta^n) \dots\dots\dots (24)$$

ただし、 I は単位行列を表す。また演算子 LHS 中の偏微分演算子は、 ΔQ にまで及ぶものとする。

5.2 空間差分 RHS 中の偏微分を、四次精度中心差分により離散化した。

また、LHS は h に関し一次精度であるため、式(25)のように変形することができる⁽⁶⁾。

$$\begin{aligned} LHS \Delta Q &= (I + h\partial_\xi A)(I + h\partial_\eta B) \Delta Q \\ &= (I + h\partial_\xi A) \Delta Q^* \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

ただし簡単のため、添字 n を省略した。

式(25)に文献(7)の手法を適用し、 ξ 方向についてのみ書き下せば、

$$(\tilde{A}^+, -8\tilde{A}^+, N)N^{-1}(N, 8\tilde{A}^-, -\tilde{A}^-)\Delta W = RHS^* \dots\dots\dots (26)$$

となり、LHS は二つの片側三角行列に分解される。ここで、行列 A を対角化する相似変換 S および A の固有値行列 Λ を用いて、

$$\Delta W = S^{-1} \Delta Q^* \dots\dots\dots (27)$$

$$RHS^* = S^{-1} RHS \dots\dots\dots (28)$$

$$\Lambda^\pm = (\Lambda \pm |\Lambda|)/2 \dots\dots\dots (29)$$

$$\Lambda = S^{-1} A S \dots\dots\dots (30)$$

$$\tilde{A}^\pm = \frac{h}{6} \Lambda^\pm \dots\dots\dots (31)$$

$$N = I + 7\tilde{A}^+ - 7\tilde{A}^- \dots\dots\dots (32)$$

5.3 人工粘性項 RHS に以下のような人工粘性項を付加する⁽⁸⁾。ここでは、 ξ 方向についてのみ記す。

$$\nabla_\xi (\Psi J^{-1})_{i+\frac{1}{2}} (\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^2 \Delta_i J Q - \epsilon_{i+\frac{1}{2}}^4 \Delta_i \nabla_\xi \Delta_i J Q) \dots\dots\dots (33)$$

ただし、

$$\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^2 = h\epsilon_2(1 - \varphi_{i+\frac{1}{2}}) \dots\dots\dots (34)$$

$$\epsilon_{i+\frac{1}{2}}^4 = h\epsilon_4 \varphi_{i+\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (35)$$

$$\varphi_{i+\frac{1}{2}} = \min \text{mod}(1, r^+, r^-) \dots\dots\dots (36)$$

$$r^+ = (q_i - q_{i-1}) / (q_{i+1} - q_i) \dots\dots\dots (37)$$

$$r^- = (q_{i+2} - q_{i+1}) / (q_{i+1} - q_i) \dots\dots\dots (38)$$

$$q_i = J_i Q_i \dots\dots\dots (39)$$

$$(\Psi J^{-1})_{i+\frac{1}{2}} = (\Psi_i J_i^{-1} + \Psi_{i+1} J_{i+1}^{-1}) / 2 \dots\dots\dots (40)$$

$$\Psi = |U| + a\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2} \dots\dots\dots (41)$$

ここで、 Q_i は、式(3)の各成分の点 i での値を表し、 Δ_i 、 ∇_ξ は、おのおの ξ についての二点片側前進、後退差分を表す。人工粘性係数 ϵ_2 、 ϵ_4 は正の定数である。また、演算子 LHS には、次の人工粘性項を用いた。

$$hk_4 \Psi J^{-1} (\nabla_\xi \Delta_i)^2 J Q \dots\dots\dots (42)$$

ここで、係数 k_4 は正の定数とする。

以上、 ξ 方向についてのみ記述したが、 η 方向についても同様である。

6. 境 界 条 件

6.1 吸排気ポート 吸排気ポートにおける境界条件は、ポートに沿う方向(x 軸方向)のリーマン不変量 R_1 、 R_2 と、エントロピー S 、および、 y 軸方向の流速で与えた⁽⁹⁾。

$$R_1 = u_p - 2a_p / (\gamma - 1) \dots\dots\dots (43)$$

$$R_2 = u_1 + 2a_1 / (\gamma - 1) \dots\dots\dots (44)$$

を用いて、

$$u_B = (R_1 + R_2) / 2 \dots\dots\dots (45)$$

$$a_B = (R_2 - R_1) (\gamma - 1) / 4 \dots\dots\dots (46)$$

を決定する。さらに、以下の識別をする。

(1) u_B : 流入方向のとき、

$$S_B = S_P, v_B = v_P$$

(2) u_B : 流出方向のとき、

$$S_B = S_1, v_B = v_1 = 0$$

ただし、 u_P は内点からの情報のみでは決定できないために、次の2方法で強制的に与えた。

(i) $u_P = u_B^{n-1}$

(ii) $u_P = \text{sgn}(\Delta p) C_B \sqrt{2|\Delta p|/\rho_P}$

$$\Delta p = p_P - p_B^{n-1}, C_B = 0.9$$

方法(ii)は文献(4)で採用されるものであるが、いずれによってもほぼ同様の結果を得た。本報では、吸気ポート閉時にやや安定性の良い方法(i)を採用した。

6・2 壁面 流速には粘着条件を用いた。ただし、アベックスシールとロータハウジングの接点においては、漏れなしの条件を加え、流速をアベックスシールの速度に固定した。密度は法線方向こう配が生じないように、圧力は運動方程式を満たすように、おのおの下記のごとく決定した⁽⁹⁾。

圧力、密度に対する境界条件は、内点での圧力、密度を既知量とする、計算空間四辺上での連立方程式となる。しかし、四隅においては、圧力と密度は共に二価となるため、おのおのその二つの値の平均値を与えた。四隅とは物理的には、アベックスシールの両端を意味するが、このシールは非常に短く、なおかつ流速には粘着条件を課しているため、この平均操作は問題とならない。

6・3 境界値の予測 境界変形を伴う流動場において、壁面の果たす役割は大きい。あるステップでの境界の変形の情報は、そのステップのうちに、内部に伝わることを望ましい。

そこで、移動している境界においては、壁面より一つ内側の点での ρ_1, p_1 を予測し、これに6・2節の連立方程式を適用し、壁面での ρ_B, p_B を予測する方法をとった。連立方程式を一度通すことによって、予測値間のひずみが分散され、計算が安定化される。以下にその予測方法を記す。

この種の駆動境界近傍では流速はほぼ、壁面の速度に等しく、運動エネルギーは熱エネルギーに比較して無視しうると仮定できるから、

$$U \approx V \approx 0 \quad \dots\dots\dots (47)$$

$$U_t \approx V_t \approx 0 \quad \dots\dots\dots (48)$$

$$p \approx (\gamma - 1)e \quad \dots\dots\dots (49)$$

が成り立ち、一つ内側の点での、予測値 $\bar{\rho}_1, \bar{p}_1$ を得る。

$$\bar{\rho}_1 = \rho_1 (J^n/J^{n+1})_1^{-1} \quad \dots\dots\dots (50)$$

$$\bar{p}_1 = p_1 (J^n/J^{n+1})_1^{-\gamma} \quad \dots\dots\dots (51)$$

グリッドの物体表面における極度な集中化は、結果として、そこでの流体は第1近似としてメッシュ内で断熱圧縮される、とした場合と同等な予測値を与えた。

7. 計算結果

7・1 クーラン数と人工粘性係数 計算開始後、数千ステップで、計算領域中の最大のクーラン数が、値5に達するようにし、以後その値を保持するため、無次元時間間隔 h をプログラムで制御した。なお、計算の1ステップはクランク角では1/1000度程度に相当する。また、図中に示すすべてのクランク角度 θ は、吸気下死点を基準としている。

解は人工粘性モデルや、その係数に依存しており、安定性の重視に偏った設定を行った場合には、流れ場は、必要以上に滑らかになってしまう。一般に、過大な人工粘性は、圧力や、密度の体積に対する変化を鈍化させ、逆に過小な場合には、過敏にする傾向が見られた⁽¹⁰⁾。そこで、この変化に注意しつつ人工粘性係数を調整した。ちなみに、係数 k_4 の値は 10^{-3} 程度であり、 $\varepsilon_2, \varepsilon_4$ には $10^{-1} \sim 10^{-2}$ 程度の値を用いた。

7・2 圧力上昇と質量保存 計算による行程変化の妥当性を検証するために、両ポートを閉じて計算を行った場合の、平均圧力 $\bar{P}$ と平均密度 $\bar{\rho}$ のクランク角に対する変化を、図3に示す。ただし、これらの平均値は、面積荷重平均によるものである⁽¹⁰⁾。計算は、吸気下死点より 10° 前の、0.1 MPa、300 K 均一の静止状態から開始した。また、図4の二つのポリトロップ指数は、以下の定義によるものである。

$$\gamma_p^n = \log(\bar{p}^n/\bar{p}^{n-1})/\log(\bar{\rho}^n/\bar{\rho}^{n-1}) \quad \dots\dots\dots (52)$$

$$\gamma_s^n = -\log(\bar{p}^n/\bar{p}^{n-1})/\log(\bar{S}^n/\bar{S}^{n-1}) \quad \dots\dots\dots (53)$$

ここで、 S は作動室の面積である。

二つのポリトロップ指数は、双方とも1.4一定となっており、断熱的であり、質量も充分保存されていることが確認できる。なお、 γ_s に認められる過渡的な変動は、行程容積が極度に小さくなった場合に生じ、この点に関する計算法の改良は、今後検討すべき課題である。

7・3 流れ場の概観 図5～7に計算から得られた流速ベクトルを示す。これらの計算は、排気上死点より計算を開始し、そのとき、作動室内の流体は0.1 MPa、300 Kの静止状態とした。また、両ポート内の温度も300 Kに常に固定した。LDR ロータを用いて得られた図5、6の大きな特徴は、(b)、(c)の中央部に見られる反時計回りの渦Aと、(f)、(g)の中央部に

見られる時計回りの渦 B である。これらの渦は、比較的高い吸気圧下で LDR ロータを用いて行われた、Hamady らの実験⁽¹⁾においてすでに確認されており、定性的によく一致している。渦 B は、Hamady らの実験と同じく、作動室 T 側の壁付近から発生し、次第に強さと大きさを増して、反時計回りの渦を弱めながら、中央を占めるに至る。

図 7 に MDR ロータでの計算結果を、図 8(a) に、著者がトレーサを用いて直接撮影した MDR ロータでの流れ場の様子を示す。運転条件は図 6 と同一である。静止画からは、わかりにくい、動画においては、作動室中央部を反時計回りの渦が、また作動室 T 側を時計回りの渦が占めているのが明確に見えており、計算結果を支持している。なお、7・1 節で述べた範囲内で、人工粘性係数を変化させてみたが、得られた流れの大局の様相は、図 7 と同様であった。

図 5, 6 の (f) においては、渦 B は作動室中心に進出し、流れの大局を支配している。一方、図 7 (f) では、むしろ渦 A が中央部を占めている。その結果、圧縮行程後期において、LDR ロータと MDR ロータにより形成される流れ場の大局はかなり異なった様相を見せている。

図 5～7 の (a) と (f) を比較すると、以上の見地から、吸排気オーバーラップ時の流動場と、圧縮行程後期の流れの大局の間には、直接的関係は見られず、むしろ、ロータ形状の差異が支配的である。したがって、圧縮行程後期、すなわち、点火時期における流れ場の大局は、ロータ形状によってある程度制御しうるものであると言える。

一方、図 5 とは異なり、図 6, 7 の (b)～(e) では、小規模な渦 C, D が作動室 L 側に見られる。これらの渦は、吸気流によって生じた反時計回りの渦 A が強いために、作動室 L 側のロータハウジングあるいは、

ロータ表面近くで流れがはく離して形成されたものである。すなわち、これらの程度の吸気圧下においては、吸排気オーバーラップ期間の流れが、圧縮行程初期の流れに支配的であると言えることができる。また、これらの作動室 L 側に生じた小規模な渦群は、著者らの可視化実験と、Hamady らによる可視化実験の双方において確認されている。

7・4 作動室間干渉の影響 吸気圧が低下してくると、T 側アベックスシールが、吸気ポートを通過するとき、排気行程中の作動室から、吸気行程中の作動室へ向けての強い流速が発生する。この流れは吸気圧が低いほど速く、吸気行程中の作動室内では、T 側から L 側への顕著な流れとなる。

本報のプログラムは、吸排気ポートや作動室間の干渉を考慮に入れていないため、上記の現象を十分に再現することはできない。しかし、簡単な数値実験を行い、作動室間の干渉の影響の把握を試みた。その結果を図 9 に示す。この計算では吸気ポート閉より 30° 前の完全な静止状態から計算を開始した。作動室内圧力は、0.03 MPa 均一とし、吸気圧は、0.03 MPa から始め、吸気ポート閉時に 0.07 MPa となるように直線的に上昇させた。図 9(a) では干渉を模擬したことによって、流入が起こっている様子を見ることができる。図 9(b) に至ってこの流れは、時計回りの渦 B を形成し、図 9(c) では中央部を占め、定性的に図 8(b) と一致している。このように、吸気圧が低くなると、作動室間の干渉は、以後の流れ場の形成に強い影響を与えると言える。

8. 結 言

開発したロータリエンジン解析シミュレーションに

図 3 $\bar{\rho}$ と $\bar{p}$ のクランク角に対する変化

図 4

図 5 吸気圧縮行程中の流速ベクトルと渦の成長

(回転数: 1170 rpm)
 (吸気圧: 0.096 MPa)
 (排気圧: 0.10 MPa)
 (ロータ: LDR)

図 6 吸気圧縮行程中の流速ベクトルと渦の成長

(回転数: 1170 rpm)
 (吸気圧: 0.08 MPa)
 (排気圧: 0.10 MPa)
 (ロータ: LDR)

図 7 吸気圧縮行程中の流速ベクトルと渦の成長
(回転数: 1 170 rpm)
(吸気圧: 0.08 MPa)
(排気圧: 0.10 MPa)
(ロータ: MDR)

図 8 マイクロバルーン法による
作動室内気流の可視化写真
(回転数: 1 170 rpm)

図 9 作動室間干渉の渦生成への影響
(回転数: 1 170 rpm)
(吸気圧: 0.03 → 0.07 MPa)
(排気圧: 0.10 MPa)
(ロータ: MDR)

よって、可視化実験の特徴的な流れ場を再現することができた。この結果以下のような知見が得られた。

(1) 小さいクーラン数で人工粘性を抑えて計算を進めることにより、この解法で非定常流の解も充分得られることが示された。

(2) 特に、境界変形によって発生する渦を捕らえ、さらに質量の保存を確保するためには、物体表面に密なグリッドを配して計算を行うことが、重要である。

(3) 比較的吸気圧が高い場合、圧縮行程前半の流れには、吸気により形成された渦が支配的であるが、圧縮行程後期の流れの大局は、境界の形状と変形に強く影響されることが明らかとなった。

また、比較的低い吸気圧下においては、作動室間の干渉が、その後の流れ場に強い影響を与えることも認識された。

(4) より正確な解を得るためには、ポートまで計算領域を拡張し、それを通じて、作動室間の干渉を

考慮に入れたプログラムの開発が望まれる。

文 献

- (1) Hamady, F., ほか 名, *SAE Paper*, No. 900030(1990).
- (2) Chouinard, E., ほか 名, *SAE Paper*, No. 900031(1990).
- (3) 内藤・ほか 3 名, *機論*, 55-515, B(1989), 1868.
- (4) Steinthorsson, E., ほか 名, *SAE Paper*, No. 880625(1988).
- (5) Beam, R. M. and Warming, R. F., *J. Comput. Phys.*, **22** (1976), 87.
- (6) Barth, T. J. and Steger, J. L., *AIAA Paper*, 85-0439(1985).
- (7) Obayashi, S., ほか 名, *AIAA Paper*, 86-0338(1986).
- (8) Obayashi, S., ほか 名, *AIAA Paper*, 87-0428(1987).
- (9) Pulliam, T. H. and Steger, J. L., *AIAA Paper*, 85-0360(1985).
- (10) Steinthorsson, E., ほか 名, *SAE Paper*, No. 900029(1990).
- (11) Yamamoto, K., *Rotary Engine*, (1969), Toyo Kogyo Co., Ltd.