高圧域で作動するねじ溝式真空ポンプ*

沢田 雅^{*1}, 中村雅英^{*1}, 鑑屋 温^{*2}

Spiral Grooved Vacuum Pump Working in High Pressure Ranges

Tadashi SAWADA, Masahide NAKAMURA and Atsushi ABUMIYA

The pumping performance of spiral grooved vacuum pumps which work in the pressure ranges above 1000 Pa is studied experimentally and theoretically. Experiments are conducted for several rotors with various geometries, and theoretical predictions are made using a Reynolds stress model for turbulent corner flows. The pressure difference between the upstream and downstream sides of a rotor begins rising at a Reynolds number Re based on the hydraulic mean depth m , $Re = 4\rho Um/\mu$ (U : peripheral speed, ρ : density, μ : viscosity) in the neighborhood of 2000, where the flow in grooves is considered to become turbulent. The theoretical predictions show relatively good agreement with the experimental results for moderate Reynolds number ranges, but the theoretical curves begin separating from the experimental results as the Reynolds number increases.

Key Words: Fluid Machinery, Vacuum Pump, Turbulent Flow, Reynolds Stress Model, Spiral Groove, High Pressure

1. ま え が き

IC および半導体製造をはじめとする薄膜応用工業や核融合研究などの最先端技術および研究においては、比較的高圧域(低真空域)で多量のガスを処理でき、しかも清浄な真空を作り出す真空ポンプが必要不可欠である。このような高圧力範囲(1~1000 Pa)においては気体の粘性を積極的に利用して排気を行う真空ポンプが有効であり、このような真空ポンプの一つとしてねじ溝式真空ポンプが最近開発された⁽¹⁾が、半導体製造のためのCVD(化学気相成長)装置などではよりいっそう高圧域で作動する清浄真空ポンプが要求されている。

ねじ溝式真空ポンプのロータの溝内の流れは1~1000 Pa 程度では層流であるが、圧力の上昇につれて層流から乱流へ遷移する。層流域についてはさきに実験と理論の両面から研究⁽²⁾を行い、性能を理論的に予測できることを示した。

本研究では1000 Pa 以上における乱流への遷移に対してポンプの性能がどのように変化するかを実験・

理論両面から調べ、ねじ溝式真空ポンプの高圧域における実用の可能性を検討する。

2. 実 験

2.1 実験装置および方法 実験装置の構成は図1に示すとおりであるが、前報⁽²⁾で使用したものとはほぼ同じであるので、実験方法のみについて以下に述べる。

ロータを通しての流量が零の実験では、上流側のニードルバルブ⑧を閉じたままロータの下流側のみからガスを導入して圧力を $10^3 \sim 10^5$ Pa の間で変化させ、50, 100, 200, 300 s⁻¹ の4段階の回転速度について下流側圧力および上・下流側の差圧を測定する。またロータを通しての流量がある場合の実験では流量を変化させるために上流側ニードルバルブを調整するとともにこのバルブ操作に伴う下流側の圧力変化をニードルバルブ⑨を調整して補正し、下流圧一定のもとで上流側のニードルバルブを通して導入したガス流量をマスフローメータ(小島製作所, MODEL 2500, 3710)⑩で測定する。実験に使用するガスはヘリウム, 窒素, 空気, アルゴンで、ヘリウム, 窒素, アルゴンはボンベからそのまま導入する。空気はコンプレッサで圧縮されたものを水中を通して洗浄し、その後乾燥剤(シリカゲ

* 原稿受付 平成2年4月19日。

^{*1} 正員, 秋田大学鉱山学部 (〒010 秋田市手形学園町1-1)。^{*2} 正員, (株)東芝 (〒210 川崎市川崎区浮島町2-1)。

ル)の中を通過させて水分を除き、真空容器に導入する。実験に用いるロータの幾何学的諸元は図2および表1に示すとおりである。

2.2 実験結果と考察

2.2.1 流量零の場合 流量零の場合の差圧の測定値を下流圧に対してプロットすると、図3のようになる。図3に見られるように窒素の場合、周速が大きくなると $3 \sim 5 \times 10^4$ Paから差圧は上昇している。ここには示していないが、アルゴンの場合も窒素と同様な結果となり、ヘリウムの場合は周速によらず全圧力範囲で差圧はほぼ一定となった。これらの結果を整理するために、差圧 Δp が生ずるメカニズムについて簡単に考察すればつぎのようになる。まず静止状態からロ

ータが周速 U で回転を始めると、粘性係数 μ と U に比例する平均流速をもつねじ溝に沿う流れが発生する。その結果ねじ溝に沿って流れの向きに正の圧力こう配が生じ、この圧力こう配は周速による流れと逆向きの流れを起こす。また、この圧力こう配のロータ軸方向の成分は、となりあう溝間の山部に半径すきま δ の二乗に比例する平均速度をもつ流れも引き起こす。以上のことからロータ軸方向の圧力こう配 $\Delta p/L$ (L :ロータの長さ)は μ と U に比例し、 δ の二乗に逆比例することになる。そこで、つぎのような無次元差圧 $\Delta \hat{p}$ および、圧力の無次元数である逆クヌッセン数(クヌッセン数の逆数) $1/Kn$ を導入し、図3の結果を整理する。

$$\Delta \hat{p} = \frac{\delta^2 \Delta p}{\mu U L} \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{1}{Kn} = \frac{\delta}{\lambda} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 λ は平均自由行程である。

図3の差圧から、式(1)で定義される無次元差圧を求め、下流圧に基づいた逆クヌッセン数に対して示す

表1 ロータの幾何学的諸元

Motor No.	Helix angle α°	Groove width a mm	Ridge width d mm	Groove depth b mm	Aspect ratio ξ	Clearance parameter β	Groove width ratio ϵ
I	14.28	4.0	3.75	1.0	3.333	6.0	0.516
II	14.28	4.0	3.75	2.0	1.818	11.0	0.516
III	7.26	2.0	1.96	1.0	1.667	6.0	0.504
IV	7.26	4.0	5.92	2.0	1.818	11.0	0.403

- ① Vacuum chamber
- ② High frequency induction motor
- ③ Rotor
- ④ Diaphragm vacuum gauge
- ⑤ Diaphragm differential pressure gauge
- ⑥, ⑦ Throttle valves
- ⑧, ⑨ Variable leak valves
- ⑩ Mass flow meter

図1 実験装置

$L = 40$ mm, $D = 50$ mm, $\delta = 0.2$ mm

図2 ロータ

図3 差圧と下流圧の関係

図4 無次元差圧と逆クヌッセン数の関係

と図4のようになり、逆クヌッセン数の小さい値に対しては、周速に関係なくほぼ一定となり、うまく整理できるが、大きい逆クヌッセン数においては周速により異なる曲線になる。大きい逆クヌッセン数の範囲では上に述べた溝に沿う流れが乱流となり、圧力こう配により生ずる流れの平均流速はレイノルズ数の関数になると予想される。そこで次式のような、代表長さをねじ溝の流体平均深さ $m[=0.5ab/(a+b-\delta)]$ の4倍、代表速度を周速 U としたレイノルズ数

$$Re_* = \frac{4\rho_a U m}{\mu} \dots\dots\dots (3)$$

を横軸にとり整理し直すと図5のように、実験結果は実験を行った全圧範囲でガスの種類、周速に関係なく1本の曲線上にのる。なお式(3)において ρ_a は下流側におけるガスの密度である。

図5からわかるようにレイノルズ数の比較的低い領域においては無次元差圧は一定値をとるが、 $Re_* = 1000 \sim 2000$ で上昇し始めており、溝内の流れが乱流に遷移していると思われる。表1に示した他の3種のロータについても調べてみると、図6~8のようになり、いずれのロータに対しても無次元差圧は $Re_* = 1000 \sim 2000$ で上昇し始めている。なおこのとき、すきま δ を代表長さとしたレイノルズ数 $Re_\delta = \rho_a U \delta / \mu$ は

100~200であり、山部分においてはまだ乱流に遷移していないと考えてもよさそうである。

レイノルズ数1000~2000におけるレイノルズ数の増加に対する無次元差圧の上昇率はねじ傾斜角の大きいNo. IIのほうがねじ傾斜角の小さいNo. IVより高く、また、すきま係数の大きいNo. IVのほうがすきま係数の小さいNo. IIIより高い。しかし、溝の流体平均深さ m がロータごとに異なるため、同一周速および同一圧力でのレイノルズ数はそれぞれのロータで異なり、各ロータの性能を直接比較するには都合が悪い。そこでロータ間の性能を比較するために図5~8を、横軸にすきま δ を基準にしたレイノルズ数 Re_* をとって整理し直すと図9のようになる。小さい Re_* (低圧) に対してはすきま係数が小さいロータNo. IIIのほうがすきま係数が大きいロータNo. IVより性能がよく、大きい Re_* (高圧) に対しては逆である。またねじ傾斜角が大きく、すきま係数が大きいロータNo. IIは、小さい Re_* における性能は他のロータより劣るが、大きい Re_* においては他のロータより優れている。

2・2・2 流量がある場合 流量がある場合について $\Delta \hat{p}$ と無次元流量 $\hat{W} = Q_i / (\rho_a \pi \delta D U)$ (Q_i : 質量流量, ρ_a : 上流側における密度) との関係をロータNo. Iについて図10に示す。下流圧を $6.7 \times 10^4 \text{ Pa}$ に設定

図5 無次元差圧とレイノルズ数の関係(No. I)

図7 無次元差圧とレイノルズ数の関係(No. III)

図6 無次元差圧とレイノルズ数の関係(No. II)

図8 無次元差圧とレイノルズ数の関係(No. IV)

し、回転数を変えることによりレイノルズ数を変化させた。

この図 10 から $\Delta \hat{p}$ と $\hat{W}$ はほぼ直線関係にあり、差圧が零のときの無次元流量(最大無次元流量)はレイノルズ数によらず同じ値をとることがわかる。

3. 理論解析

実験結果から性能の変化が溝部の流れの乱流への遷移に関係することがわかった。理論解析を行うに当たり溝部の乱流について簡単に考察する。

固定壁(スリーブ)に接した流体は円周方向に流れるが、溝は円周方向に対しある角度をもっているため、溝内部の流れはねじれることになる。また、同心のスリーブの中で円筒(ロータ)が回転するため、条件によってはテイラー形不安定による二次流れも発生する。高周速(高レイノルズ数)になるほど慣性力の影響は大きくなり、溝部の流れは非常に複雑な様相を呈すると推測されるが、ロータを図 11 のように円周上で展開し、ねじ溝は曲率をもたず、真っ直ぐであると仮定し

て流れを単純化する。実験ではねじ溝はロータに切られているが、理論ではロータに座標を固定し、スリーブが相対的に移動するものとする。さらに移動壁面の移動は溝に沿う方向(図 12)で、溝部の流れは溝に沿う方向にのみ時間平均速度をもち、ねじれはなく、また二次流れもない乱流として取扱う。つぎにこれを山部の流れと結合してロータ上全体の流れを求める。

3.1 移動壁面に面したく形溝内の乱流解析 本研究では流れは溝に沿う方向のみとしているので、Gessner ら⁽³⁾⁽⁴⁾が開発したコーナ乱流の簡略化レイノルズ応力モデルが適用できる。

図 12 において溝の幅方向に x 軸をとり、溝に沿って y 軸、溝の深さ方向に z 軸をとる。また上壁面は圧力こう配による流れと逆向きに移動するものとする。レイノルズ数を、代表長さとして流体平均深さ m の 4 倍をとり、代表速度として壁面移動速度 V をとって、 $Re = 4\rho Vm/\mu$ で定義する。

流れは溝に沿う速度 v の定常平行流であると仮定し、 x, y, z 軸方向の変動速度を u', v', w' とすれば次式を得る。

図 9 無次元差圧とすきま基準のレイノルズ数の関係

図 10 無次元差圧と無次元流量の関係

図 11 ロータの円周方向展開

図 12 溝

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial z} \right) + \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \dots\dots\dots (4)$$

式(4)中の右辺第1項(レイノルズ応力項)は、アスペクト比1から無限大のく形チャンネルに対し、Gessnerらにより以下のようにモデル化されている。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}'v' &= -l_p^2 \frac{\partial v}{\partial x} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \\ \bar{v}'w' &= -l_p^2 \frac{\partial v}{\partial z} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ただし混合距離 l_p はつぎのように表される。

$$l_p = l_p' \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{zv_{*i}}{26\nu} \right) \right] \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$l_p' = \frac{2k'xz_1z_2}{\left[\begin{aligned} &xz(x_1^2+z_2^2)^{1/2} \\ &+x_1z(x^2+z_2^2)^{1/2} \\ &+xz_2(x_1^2+z^2)^{1/2} \\ &+x_1z_2(x^2+z^2)^{1/2} \end{aligned} \right]} \dots\dots\dots (7)$$

ここで x_1, z_2 はそれぞれ $x_1=a-x, z_2=b-z^*$ で定義される。ただし、 $4b/5 \leq x \leq a/2$ のとき、 $x_1=0.8b$ とする。また、 v_{*i} は摩擦速度で、 $i=1$ は上壁(図12の $\overline{EE'}$)、 $i=2$ は下壁(図12の $\overline{CC'}$)を表す。式(7)はく形チャンネル断面内の位置の関数として表され、 x 方向および z 方向の壁面による効果が考慮されていることがわかる。また、アスペクト比が1.6より大きい溝形状の場合、溝幅中央部で x の値が一定になり、そこでは式(7)は z のみの関数になる。

壁面の移動による流れの非対称性を考慮して、式(6)中の摩擦速度 v_{*i} を以下のように評価した。まず圧力こう配によって生じる壁面せん断応力 τ を式(8)で示す。

$$\tau = \frac{ab}{2(a+b-\delta)} \left(-\frac{dp}{dy} \right) \dots\dots\dots (8)$$

また壁面移動によって生じる壁面せん断応力 τ_w を層流と乱流による効果を加え合せたものとして評価⁽⁵⁾すると、

$$\tau_w = \rho l_p^2 \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 + \mu \frac{dv}{dz} \dots\dots\dots (9)$$

となる。ここで $\tau_w \geq 0$ 、すなわち $dv/dz \geq 0$ とする。速度こう配 dv/dz を式(9)より求めると式(10)を得る。

$$\frac{dv}{dz} = \frac{2\tau_w}{\mu + \sqrt{\mu^2 + 4\rho l_p^2 \tau_w}} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)の両辺を零から b まで積分し、壁面移動速度を V とすれば、式(11)のようになる。

$$\tau_w = \frac{V}{2 \int_0^b \frac{dz}{\mu + \sqrt{\mu^2 + 4\rho l_p^2 \tau_w}}} \dots\dots\dots (11)$$

τ_w に初期値を与えて、式(11)の分母を繰返し数値積分

することによって τ_w が求められる。 τ と τ_w から上壁1および下壁2における摩擦速度 v_{*1}, v_{*2} を求める方法は確立されていないが、直観的に式(12)、(13)のように表されと考える。

$$v_{*1} = \sqrt{(\tau + \tau_w)/\rho} \dots\dots\dots (12)$$

$$v_{*2} = \sqrt{|\tau - \tau_w|/\rho} \dots\dots\dots (13)$$

式(12)、(13)により計算された摩擦速度 v_{*1}, v_{*2} の値を表2に示す。移動壁では壁面移動により生じるせん断応力 τ_w が、圧力流れによるせん断応力 τ に加え合されることにより、 v_{*1} は dp/dy の増加とともに増大するが、固定壁では τ と τ_w は逆向きになることから、 v_{*2} は圧力こう配 dp/dy の増加に伴って増大するとは限らない。例えば表2に示すように $dp/dy = -3.0 \times 10^2$ Pa/m の場合は、 τ が τ_w に比べて非常に小さいので v_{*1} と v_{*2} はほぼ同程度の値をとり、また $dp/dy = -5.0 \times 10^4$ Pa/m の場合は、逆に τ が τ_w に比べて非常に大きいので v_{*1} と v_{*2} はほぼ同程度の値になるが、 $dp/dy = -2.0 \times 10^3$ Pa/m の場合は、 τ と τ_w の値が同程度になり、 v_{*1} と v_{*2} との間には大きな差が生じている。その結果、図13に示されるように混合距離 $l_p^* (=2l_p/b)$ は v_{*1} と v_{*2} の差が小さいほど対称になり、差が大きいほど非対称になる。なお図13中の $\bar{x}, \bar{z}$ はそれぞれ $x/b, z/b$ である。

溝内の乱流速度分布を得るために、まず初期値となる層流速度分布を式(4)から差分法により計算し、式(6)～(13)により混合距離 l_p 、壁面せん断応力 τ_w 、摩擦速度 v_{*1}, v_{*2} を求める。つぎにこれらの結果を用いて式(5)からレイノルズ応力を求め、乱流速度分布、混合距離、壁面せん断応力、摩擦速度を計算し、得られた結果を再び初期値として計算を繰返すという手順でイタレーションを行い、最終結果を得る。溝内速度分布の計算結果の一例を図14に示す。

3・2 ねじ溝付きロータへの解析結果の適用 3・1節で得られた溝内の流れの解析結果を山部の流れと結合してロータ上の流れを求める。

図11の溝部の流れを溝内部(A)と溝上部(B)に分け、溝部の x, y 方向の圧力こう配をそれぞれ $(\partial p/\partial x)_o, (\partial p/\partial y)_o$ として、溝内部(A)の x, y 方向の単位幅当たりの質量流量 $(Q_o)_x, (Q_o)_y$ および溝上部(B)の x, y 方向の単位幅当たりの質量流量 $(Q'_o)_x, (Q'_o)_y$ を溝内の流れが層流(すべり流)である低圧の場合と同様につぎのように表すことにする。

$$\left. \begin{aligned} (Q_\theta)_x &= 0 \\ (Q_\theta)_y &= q_v \rho b U \cos \alpha + q_p \frac{\rho b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_\theta \\ (Q'_\theta)_x &= -q'_v \rho b U \sin \alpha \\ &\quad + q'_p \frac{\rho b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_\theta \\ (Q'_\theta)_y &= q'_v \rho b U \cos \alpha \\ &\quad + q'_p \frac{\rho b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots (14)$$

式(14)の中の q_v , q'_v , q_p , q'_p は層流の場合は幾何学パラメータ(アスペクト比 ξ およびすきま係数 β)と圧力の関数⁽⁶⁾であるが、乱流域においては、幾何学パラメータ、レイノルズ数および圧力こう配の関数と考えられる。しかし、後に示すように圧力こう配があまり大きくないならば、幾何学パラメータとレイノルズ数のみの関数となる。

また山部の流れは、すきま δ を代表長さにとったレイノルズ数 Re が実験の範囲では 600 以下であるので、層流として取扱う。山部の x , y 方向の圧力こう配をそれぞれ $(\partial p/\partial x)_r$, $(\partial p/\partial y)_r$ とすれば、山部の x , y 方向の単位幅当たりの質量流量 $(Q_r)_x$, $(Q_r)_y$ はつぎのように書ける。

$$\left. \begin{aligned} (Q_r)_x &= -r_v \rho b U \sin \alpha + r_p \frac{\rho b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_r \\ (Q_r)_y &= r_v \rho b U \cos \alpha + r_p \frac{\rho b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_r \end{aligned} \right\} \dots\dots (15)$$

表 2 摩擦速度の値

$d p / d y$ (Pa/m)	v_{*1} (m/s)	v_{*2} (m/s)
-3.0×10^2	0.893	0.753
-2.0×10^3	1.204	0.298
-5.0×10^4	4.453	4.297

図 13 混合距離の分布 ($\xi=3.333$, $\bar{x}=1.38$)

ただし, $r_v=1/(2\beta)$, $r_p=-1/(6\beta^3)$ となる。

溝部と山部の境界における x 方向の流量の連続条件を用いて溝部と山部の流れを接続し, Boon-Tal⁽⁷⁾ の“Narrow Groove 理論”を用いて, ロータの溝部と山部の圧力こう配を平滑化すると, 平滑化された軸方向圧力こう配 $d\bar{p}/dl$ と単位周長当たりの質量流量 Q との関係は

$$\frac{d\bar{p}}{dl} = \frac{2\mu[UF\cos\alpha\sin\alpha + GQ/(\rho\delta)]}{b^2(H\sin^2\alpha + r_p q_p/\epsilon)} \dots\dots (16)$$

で表される。ここで F , G , H は q_v , q'_v , q_p , q'_p , β , ϵ の関数⁽²⁾である。したがって式(1)で定義される無次元差圧は, $\Delta p \ll p$ の場合, 式(16)の $d\bar{p}/dl$ を $\Delta p/L$ で置き換えて

$$\Delta \bar{p} = \frac{2[F\cos\alpha\sin\alpha + GQ/(\rho\delta U)]}{\beta^2(H\sin^2\alpha + r_p q_p/\epsilon)} \dots\dots (17)$$

と表すことができる。

3・1 節で求めた溝内速度分布を積分して得られる溝内部(A)および溝上部(B)の単位幅当たりの体積流量 q , q' を, 層流の場合と同様に壁面移動速度 $V(=U \cos \alpha)$ の項と y 方向の圧力こう配 $(\partial p/\partial y)_\theta$ の項に分けて表すことができるとすれば,

$$\left. \begin{aligned} q &= q_v b V + q_p \frac{b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_\theta \\ q' &= q'_v b V + q'_p \frac{b^3}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots (18)$$

となる。壁面移動の効果によって生ずる溝内部(A)および溝上部(B)の単位幅当たり体積流量をそれぞれ q_0 , q'_0 とすれば, 圧力こう配 $(\partial p/\partial y)_\theta=0$ とすることにより, q_v , q'_v は式(18)より次式で表すことができる。

$$q_v = \frac{q_0}{bV}, \quad q'_v = \frac{q'_0}{bV} \dots\dots (19)$$

また, 式(19)を式(18)に代入すれば, q_p , q'_p は次式与えられる。

図 14 速度分布

表 3 無次元流量係数の近似値

Rotor No.	q_v	q'_v	q_p	q'_p
I	$0.273 Re^{0.0039}$	$0.279 Re^{-0.0925}$	$-101 Re^{-0.896}$	$-1.72 Re^{-0.638}$
II, IV	$0.336 Re^{-0.0296}$	$0.170 Re^{-0.104}$	$-30.5 Re^{-0.786}$	$-0.427 Re^{-0.596}$
III	$0.222 Re^{-0.0044}$	$0.308 Re^{-0.117}$	$-40.4 Re^{-0.832}$	$-2.31 Re^{-0.708}$

図 15 q_v, q'_v のレイノルズ数による変化

$$\left. \begin{aligned} q_p &= \frac{2\mu(q-q_0)}{b^3(\partial p/\partial y)_0} \\ q'_p &= \frac{2\mu(q'-q'_0)}{b^3(\partial p/\partial y)_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

図 15, 16 にはロータ No. I の無次元流量係数 q_v, q'_v, q_p, q'_p のレイノルズ数に対する変化を示してある。レイノルズ数が低い間は圧力こう配が異なると、 q_p, q'_p は若干異なる値をとるが、レイノルズ数が高くなるにしたがって圧力こう配の影響が減少する傾向にある。また、 q_v, q'_v は q_p, q'_p と比較しては、はるかにレイノルズ数に対する依存度が少ないことがわかる。この傾向は他のロータにおいても同様であった。

これらの計算結果は乱流域と考えられるレイノルズ数 2000~3000 以上で図 15, 16 に示すように 1 本の直線上にのるので最小二乗法で近似し、その結果を表 3 に示す。

3.3 実験結果との比較検討 実験結果と比較するために、計算から求められた無次元流量係数 q_v, q'_v, q_p, q'_p を式(17)に代入して、無次元差圧 Δp を計算した。図 5~8 にはロータ No. I~IV の実験データおよび層流の計算結果とともに式(17)による乱流域の計算結果を実線で示してある。

主に溝内の流れが乱流と考えられる $2000 \leq Re_* \leq 10000$ の範囲について比較検討すれば、全体的に低レイノルズ数域においては実験データと理論値とは比較的良好一致し、アスペクト比が大きいロータ No. I では特に一致がよい。しかし、レイノルズ数が高くなる

図 16 q_p, q'_p のレイノルズ数による変化

にしたがって実験データと理論値は離れていく傾向が見られる。このことから、本解析モデルは高レイノルズ数域において乱れ強さを過小に見積もることがわかる。この理由は、本モデルが真っ直ぐなチャネル流れに対するものであるのに実際の流れは回転円筒上の曲がったチャネル流れであり、テイラー形不安定による二次流れを生じ、乱れが強くなっていることによると考えられる。また、溝がロータの回転方向と角度 α をもっていることにより、いっそう乱れを増加させると推測される。ロータ No. II と No. IV とはねじ傾斜角以外の幾何学的諸元はほぼ同じである。ねじ傾斜角は No. II が 14.28° 、No. IV が 7.26° であるが、図 6 と図 8 を比較すればわかるように、ねじ傾斜角が小さいロータ No. IV のほうが理論と実験の一致がよく、上記の推測を裏付けているといえる。

4. 結 論

ねじ溝付きロータの 1000 Pa 以上の高圧域におけるポンプ性能を幾何学パラメータの異なる数種のロータについて実験により調べるとともに、乱流モデルとして零方程式モデルを採用して理論的に研究を行い、つぎのような結論を得た。

(1) 溝の流体平均深さ m に基づくレイノルズ数 $Re_* = 4\rho Um/\mu$ (U : 周速, μ : 粘性係数, ρ : 密度) が

ほぼ2000になると、ねじ溝内の流れが層流から乱流に遷移するため差圧が上昇する。

(2) 差圧の上昇率はすきま係数(溝深さ/すきま)とねじ傾斜角が大きいほうが高い。

(3) レイノルズ数の大小にかかわらず、差圧と流量の間にはほぼ直線的な関係がある。

(4) 理論結果は実験結果と低レイノルズ数では比較的よく一致する。しかし、レイノルズ数が高くなるにつれて、差が大きくなる傾向を示す。

(5) 同一の溝形状をもつロータについてはねじ傾斜角が小さいほうが理論結果と実験結果の一致はよい。

なお本研究は文部省科学研究費補助金(62550120)によることを記し、謝意を表する。

文 献

- (1) 金戸・井口・沢田, 機誌, **89**-810(1986), 480.
- (2) 沢田・中村, 機論, **51**-470, B(1985), 3381.
- (3) Gessner, F. B. and Emery, A. F., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **98**-2(1976), 261.
- (4) Gessner, F. B. and Po, J. K., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **98**-2(1976), 269.
- (5) 堀・深田・田中・加藤・金子, 潤滑, **30**-6(1985), 430.
- (6) Sawada, T., *Bull. JSME*, **22**-169(1979), 974.
- (7) Boon, E. F. and Tal, S. E., *Chem. Ing. Tech.* **31**-3(1959), 202.