液膜の滞留位置に気流の及ぼす影響* (水平円板間に噴霧流を吹き込む場合に関連して)

村上幸一^{*1}, 野村信福^{*1}, 田谷敏宏^{*2}

Effect of Air Flow on Position of Standing Liquid Film (In Connection with Mist Flow Injected between Horizontal Disks)

Koichi MURAKAMI, Sinfuku NOMURA and Toshihiro TADANI

When mist flow is injected from a jointed pipe vertically between horizontal parallel disks, a liquid film is standing at the specific position on the lower disk. The position of standing liquid film is concerned with the flow between disks. The numerical calculation is performed on the flow using low-Reynolds-number $k-\varepsilon$ model. As a result, in the direction of downstream from the position of maximum of pressure gradient on the lower disk, the condition of the flow near the disk changes and intensity of turbulence begins to increase. Comparing with the position of standing liquid film, it is greatly concerned with the condition of the flow near the lower disk.

Key Words: Numerical Calculation, Turbulent flow, Liquid Film, Standing Position, Horizontal Parallel Disks

1. 緒 言

プラント等の長年にわたり噴霧流が流し続けられる管路では、その曲がり部に気流中の液滴が付着し、不純物が析出し管路壁が腐食する。このような事態を避けるためには、管路曲がり部での噴霧流の流れや管路壁に付着する液滴や液膜について知ることが重要である。

これまで、このような現象のモデルとして水平な平行円板間に上方円板の中心から噴霧流を吹き込んだ場合を想定し実験的に研究してきた⁽¹⁾。円板間に吹き込まれた噴霧流は、下方円板に衝突する小さな液滴の状態では中心近傍にとどまるが、合体し大きな液滴や液膜になると下方円板上の特定の位置に滞留する。この特定位置近傍で下方円板上の流れが大きく変化していることがわかっている。

そこで、本研究では円板間隔を変化させた場合について流れを実測し、低レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデルによる数値解析との比較検討から、円板間隔の違いが気流

の流れに及ぼす影響を示し、下方円板近傍の流れの状態と液膜の滞留位置の関係について検討する。

おもな記号

- b : 半値幅 mm
- $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\mu}$: $k-\varepsilon$ モデルのモデル定数
- dn : 円管内径 mm
- f_1, f_2, f_{μ} : $k-\varepsilon$ モデルのモデル関数
- G : 乱流エネルギー方程式の応力による生成項
- h : 液滴の高さ mm
- H : 円板間隔 mm
- k : 乱流エネルギー $(\text{m/s})^2$
- p : 圧力 Pa
- r : 円板中心からの半径方向距離 mm
- r_b : 円板近傍流れの状態が変化する位置 mm
- r_c : 円管流出口の丸み半径 mm
- r_p : 下方円板上の圧力こう配が最大となる位置 mm
- r_R : 下方円板上の液滴の滞留位置 mm
- r_t : 上方円板上の流れの付着位置 mm
- R : 円板半径 mm
- u, v : r 方向, z 方向の速度 m/s
- u^+ : 無次元速度 $=u/u_{\tau}$

* 原稿受付 1997年9月19日。

*¹ 正員, 愛媛大学工学部(☎790-8577 松山市文京町3)。

*² 高砂熱学(☎812-0011 福岡市博多区博多駅前2-3-7)。

- u_ε : コルモゴロフの速度スケール $=(\nu\varepsilon)^{1/4}$
 m/s
 u_τ, v_τ : 摩擦速度 m/s
 v_a : 円管内の平均速度 m/s
 V : 液滴の体積 cc
 y^+, y^* : 無次元壁面高さ $u_\tau y/\nu$ または $v_\tau y/\nu, u_\varepsilon y/\nu$
 z : 下方円板からの高さ mm
 z_m : 速度 u が最大となる高さ mm
 ε : 乱流エネルギーの散逸率 m^2/s^3
 κ : カルマン定数 ($=0.41$)
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ν_t : 渦動粘性係数 m^2/s
 ρ_g : 空気の密度 kg/m^3
 上添字*: 無次元値を表す

2. 解析方法

2.1 平行円板間に吹き込む流れの解析 既報⁽¹⁾の円板間へ吹き込む空気流量に対する液流量の体積比は、最大でも 3×10^{-5} と小さいので、気体のみの单相流とする。また、合体した液滴が下方円板上の特定位置に滞留し円周方向に大きく成長するまでは、液の円板上に占める面積は少ないので、液滴や液膜は流れに影響しないと仮定する。

本研究の流れは水平な平行円板間に円管から吹き込まれた気流が下方円板に衝突し、下方円板に沿って放射状に流れ、上方円板への再付着を伴う複雑な衝突噴流である。このような流れと熱伝達に関する研究は数多く見られるが、数値解析による乱流場の模擬については、まだ問題点が多い。Looney ら⁽²⁾は高レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデル⁽³⁾(High)を使用して、スリットノズル幅 dn と平板間隔 H の比 H/dn が 22 の流れ場を解析しているが、間隔比が大きいこの場合実際の流れを模擬できている。しかし、Hosseinalipour ら⁽⁴⁾はスリットノズルについて、間隔比 H/dn が 1.5 の場合について High モデルといくつかの低レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデルを使用して解析を行っているが、実際の流れをあまり模擬できていない。

壁面近傍の挙動までよく模擬できる壁面で ε を零としない低レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデルが、明・笠木⁽⁵⁾(MK), Abe-Kondoh-Nagano⁽⁶⁾(AKN)によって提案されている。MK モデルではモデル関数 f_μ 中の y^+ が本研究のような再付着を伴う流れでは、再付着点で $y^+=0$ となるために不都合が起きるが、AKN モデルではコルモゴロフの速度スケール $u_\varepsilon[(\nu\varepsilon)^{1/4}]$ で定義された $y^*(=u_\varepsilon y/\nu)$ をモデル関数として使用することで、再付着点でも u_ε は有限な値をもつために

Fig. 1 Flow configuration and coordinate system

再付着流れの計算に適している。そこで、本研究では、AKN モデルを用いる。

2.2 解析系と基礎式 図1に解析対象とする流れ場の概要と座標系を示す。間隔 H の平行円板の上方円板に内径 dn の円管が垂直に接続している。なお、円管内の平均速度は v_a とする。解析は間隔比 $H/dn=0.32, 0.5, 0.64, 1.0$ の4種、二次元、定常、非圧縮性流体として行う。基礎方程式として、連続の式(1)、ナビエ・ストークスの式(2), (3), 乱流エネルギー k の方程式(4), 乱流エネルギーの散逸率 ε の方程式(5)を用いる $k-\varepsilon$ モデルで、円管内では High モデル、円板間では出口に近づくにつれ代表長さを H とする Re 数が減少し、層流に近い場合もあるので AKN モデルを使用する。

$$\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{\partial}{\partial z}(rv) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left\{ u^2 - (\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial r} \right\} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[r \left\{ uv - (\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \right] \\ & = -\frac{r}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r(\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial r} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ r(\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial r} \right\} - 2(\nu + \nu_t) \frac{u}{r} \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left\{ uv - (\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial r} \right\} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[r \left\{ v^2 - (\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial z} \right\} \right] \\ & = -\frac{r}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ r(\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial z} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r(\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r u k}{\partial r} + \frac{\partial r v k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ r \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right\} + rG - r\varepsilon \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r u \varepsilon}{\partial r} + \frac{\partial r v \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ r \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right\} + C_{\varepsilon 1} f_1 r \frac{\varepsilon}{k} G \end{aligned}$$

$$-C_{\epsilon 2} f_2 r \frac{\epsilon^2}{k} \dots\dots\dots (5)$$

ここで,

$$G = \nu_t \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right\}$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

ただし, u, v は r, z 方向の速度, p は圧力, ρ_g は気体の密度, ν, ν_t はそれぞれ層流の動粘性係数, 乱流の渦動粘性係数, f_μ, f_1, f_2 はモデル関数, $C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\epsilon$ はモデル定数である。

2・3 計算手順 解析にあたっては, スタッガード格子を採用し, 各速度成分 u, v をコントロールボリュームの検査面上で, 他のスカラー量 p, k, ϵ はコントロールボリュームの中心で定義し, 解析はSIMPLE法で行う。

境界条件として, 次式を用いる。

$r=0$ の対称軸上

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = 0$$

円管壁 ($r=0.5dn$)

$$\frac{v_1}{v_\tau} = 2.5 \log y_1^+ + 5.5$$

$$k = \frac{u_\tau^2}{0.3}, \quad \epsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y_1}$$

ただし,

u_τ : 摩擦速度

$\kappa=0.41$: カルマン定数

円板上 ($z=0, H$)

$$u=0, \quad k=0, \quad \epsilon = \frac{2\nu k_1}{y_1^2}$$

ここで, k_1, y_1 は壁面から第1点めの値である。なお, AKNモデルを適用するときは, 円板上の y_1 は $y^* < 1$ となるように設定する。流出部は自由流出とし, 流入部の円管入口の速度分布に $1/7$ 乗則を与え, 円管長さは $10dn$ とする。計算は, 代表長さを dn , 代表速度を v_a , $Re = v_a dn / \nu$ として無次元化して実施する。

Fig. 2 Grid system

$H/dn=1.0, R/dn(=R^*)=6.45$ の場合について計算メッシュの一例を図2に示す。 r 方向に105, z 方向に143メッシュであるが, この場合で収束回数は約20000回である。 Re 数は実験条件に近い50000で解析を行った。

3. 解析結果と実験との比較

3・1 モデル定数の検討 図3は, $H=dn=31$ mm, $v_a=25$ m/s の場合について, $z=1$ mm における u の半径方向分布を示している。従来の解析と実験結果を比較すると, 実験値では $r/dn(=r^*)=4.3$ 付近で急にこの配が変化し下方円板近傍の流れの状態が変化しているが, Highモデルによる解析では下方円板近傍の流れを模擬できていない。また, 表1の定数をもつAKNモデルでは流れの状態が変化する位置は見られるが, 実験結果と比べると流れの状態が変化する位置を過少評価している。

そこで, 実験場を模擬させるために ϵ の方程式の $C_{\epsilon 1}$ を大きくし, 次の関係式⁽⁶⁾を満足するようにモデル定数を決めて解析を行う。

$$C_{\epsilon 1} = C_{\epsilon 2} - \frac{\kappa^2}{\sigma_\epsilon \sqrt{C_\mu}}, \quad \sigma_\epsilon = \sigma_\kappa$$

その結果, 表1のモデル定数を使用することで, 3・2節で述べるように下方円板近傍の流れの状態が変化する位置や他の実験結果ともよい一致が見られ, 実験場

Table 1 Constants for AKN and the present models

Model	C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
AKN	0.09	1.50	1.90	1.40	1.40
Case1	0.09	1.60	1.95	1.60	1.60
Case2	0.09	1.70	2.00	1.90	1.90

$$f_1 = 1.0, \quad R_t = k^2 / (\nu \epsilon)$$

$$f_2 = \{1 - \exp(-y^*/3.1)\}^2 \times [1 - 0.3 \exp\{-(R_t/6.5)^2\}]$$

$$f_\mu = \{1 - \exp(-y^*/14)\}^2 \times [1 + 5/R_t^{3/4} \exp\{-(R_t/200)^2\}]$$

Fig. 3 Distribution of radial velocity near lower disk for High and AKN models

Fig. 4 Velocity profiles in pipe flow

Fig. 5 Distribution of radial velocity and intensity of turbulence on lower disk

をよく模擬することができた。なお、解析は $H/dn=1.0$ の場合は Case 1, その他の場合は Case 2 のモデル定数を使用して行った。なお、両 Case のモデル定数を用いて円管内での発達流れを解析したが、図 4 に示すように対数則を満足するものである。

3・2 下方円板近傍の流れと圧力 吹出し口の丸み r_c が $dn/2$ と零の実験値を比較したが、円管出口で流路の狭まる $H/dn=0.32$ の場合については、吹出し口丸みの有無⁽⁷⁾ が流れに影響し、中心近傍で分布に顕著な違いが見られるので以後両方の実験値を併記するが、流路が広がる他の場合はほとんど違いが見られないので、 $r_c=dn/2$ のみ記載する。

図 5(a) に円管内径 $dn=31$ mm の場合で間隔比 H/dn を $0.32 \sim 1.0$ 、円板半径は実験と同じ $R/dn=6.45$ での $z=1$ mm の半径方向速度分布を示している。記号は実験、線は解析結果を表している。図 5 で $H/dn=0.5$ の場合の解析結果を見ると、 $r^*=2.6$ 付近

Fig. 6 Distribution of pressure and pressure gradient on lower disk

までは下方円板上に沿って流れるためにほぼ一定こう配で速度が減少し、 $r^*=2.6$ 付近で速度の減少のこう配が急変し、この位置で下方円板近傍の流れの状態が変化している。そして、再び $r^*=4.5$ 付近からこう配が減少するが、これはこの付近から発達した乱流になっているためである。この傾向は他の間隔比でも同様であり、流れの状態が変化する位置は間隔比が大きくなると下流に移動する。 $H/dn=0.32$, $r_c=dn/2$ (○記号) の中心近傍を除けば、解析と実験結果はよく合っている。

図 5(b) に下方円板近傍 ($z=1$ mm) の乱れ強さの半径方向分布を示している。 $H/dn=0.5$ の解析結果を見ると、乱れの強さは中心近傍で小さく、流れの状態が変化する $r^*=2.6$ 付近で急増し、 $r^*=4.2$ 付近で最大値となり、出口に近づくにつれ乱流値が減少している。また、実験と解析結果を比較すると、 $H/dn=0.32$, $r_c=dn/2$ を除けば中心近傍の乱れの強さは定量的にもよく合っており、乱れの強さが急増する位置もほぼ一致している。しかし、それより下流では測定値のほうが大きな値を示し、実際の流れのほうが不安定で乱れが大きい。

$H/dn=0.32$, $r_c=0$ のように円管出口で流路が狭まる場合の中心近傍での u 値、乱れ強さは、流路が広がる他の場合に比べ大きな値を示す特徴がある。

図 6(a) は下方円板上の圧力の半径方向分布であ

る。 P^* は大気圧からの差圧 P を $\rho_0 v_a^2/2$ で無次元化したものである。図6(a)から解析、実験結果とも下方円板上の圧力は円管から吹き込まれた流れが衝突する中心で最大になり、下方円板に沿って流れ、圧力が負圧まで減少し、半径の増加とともに圧力が回復している。また、間隔比が大きくなるに従って、圧力が最小となる位置は下流に移動し、その最小値は零に近づく。実験結果は解析結果と定量的にもよく合っている。

急拡大円管内流れでは、流れ方向の圧力こう配が最大値を示す位置は流れの再付着点と関係する⁽⁸⁾ことが示されているので、同様に下方円板上に沿っての圧力こう配について検討する。図6(b)は下方円板上に沿っての dP^*/dr^* を表す。図6(b)の $H/dn=0.5$ の場合、中心近傍で圧力こう配は減少するものの、半径の増加とともに圧力こう配が増加し始め、 $r^*=2.7$ 付近で最大値をとり、再び減少している。この $r^*=2.7$ は、図5(a)で見られた下方円板近傍の流れの状態が変化する位置 $r^*=2.6$ とほぼ一致しているが、図10で後述する流れの上板への再付着点 $r^*=3.7$ とは違う。他の間隔比でと同様の傾向があり圧力こう配が最大となる位置は間隔比が大きくなると下流に移動しており、解析と実験結果は定量的によく合っている。

3.3 平行円板間の流れ 図7(a), (b)は H/dn が0.32, 1.0の場合で、それぞれ円板間の半径方向速度分布、流線、等圧分布を示し、 $H/dn=0.32$ は円板半径を実験と同じ $R^*=6.45$, $H/dn=1.0$ は $R^*=15$ で解析した結果である。図の縦方向は横に比べ(a)の場合5倍、(b)の場合2.8倍に拡大してある。

図7(a)は円管出口で流路が狭まる $H/dn=0.32$ の場合である。図7(a)の半径方向速度分布と流線からすると、下方円板に衝突した流れは下方円板に沿って流れ、図5(a)の下方円板近傍で流れの状態が変化する位置 $r^*=1.5$ 付近から上方円板に向けての流れが増加し、 $r^*=2.5$ 付近で上方円板に再付着し、 $r^*=4$ 付近で発達した乱流になっている。次に、図7(b)の円管出口で流路が広がる $H/dn=1.0$ の場合でも速度分布と流線から下方円板近傍の流れの状態が変化する位置 $r^*=4.3$ 付近で壁に沿った放射状流れから上方円板に向けての流れが増加し、 $r^*=7$ 付近で上方円板に再付着し、 $r^*=8$ 付近から発達した流れになっている。

また、 $H/dn=0.32$ と1.0の流線を比較すると、 $H/dn=0.32$ は円板間隔が狭いために下方円板に沿って押さえつけるように流れる領域が狭く、すぐに上方円板に向けての流れが急増する。また、等圧分布を比

Fig. 7 Distribution of radial velocity profiles and streamlines and equi-pressure

Fig. 8 Relation between b/dn and r/dn

Fig. 9 Relation between z_m and r

較すると、 $H/dn=1.0$ では圧力の低い丸い等圧線 ($P^* = -0.0445$) が現れているが、 $H/dn=0.32$ では現れていない。

H/dn が 0.5 と 0.64 の場合、流線と等圧線の形は円管出口で流路が広がる $H/dn=1.0$ に近いものであるが、下方円板に沿う流れから上方に向けての流れが急増する位置は、 H/dn が大きくなるにつれて下流に位置するようになる。

3・4 流れの状態が変わる近傍の流れ 図 8 に $H/dn=1.0$ の場合の半値幅 b と半径 r の関係を示している。半値幅は速度 u の z 方向分布で最大速度の半分の速度になる低壁からの高さである。図 8 によれば $r/dn=4.2$ 付近までは実験値と実線の解析結果はよく合っているが、それより下流では実験の半値幅のほうが大きくなっている。このことを、スモークワイヤ法で 140 mm 近傍の流れを観察した。半径 r の位置に垂直にスモークワイヤを設置して、煙の発生後数 ms での煙を同じ位置で 10 回撮影して最大速度の現れる高さ z_m を求めた結果、図 9 を得た。図 9 の ● 記号は最大速度が下流方向に向かっているものを、○ 記号は上流へ向かっているものを示している。図 9 より 140 mm 近傍から z_m の大きな値が現れ始め、非定常な流れになっていることがわかる。

3・5 下方円板近傍の流れと液膜の滞留位置 下方円板上に液滴を置き気流にさらし、液滴の停止位置を観察すると液滴体積が 0.1 cc 以上では速度が大きくなると、液滴の停止位置(中心側に近い液滴の後端)は、 H, dn が決まればほぼ同じ位置となる。この位置を液膜の滞留位置 r_R とする。

図 10 には、液滴の滞留位置 r_R/dn 、図 5(a) から得られる下方円板近傍の流れの状態が変化する位置 r_o/dn 、図 6(b) から得られる下方円板に沿って圧力こう配が最大となる位置 r_p/dn 、解析から得られる上方円板上の流れの再付着点 r_i/dn と間隔比 H/dn の関

Fig. 10 Relation between $r_R/dn, r_o/dn, r_p/dn, r_i/dn$ and H/dn

係を実験と解析結果を合せ示してある。図 10 から $H/dn=0.32$ を除いて、実験、解析結果ともに液膜の滞留位置は下方円板近傍の流れの状態が変化する位置すなわち圧力こう配が最大となる位置とほぼ一致している。 $H/dn=0.32$ の場合に一致しないのは、流れの状態が変わる近傍で円板上の気流速度は吹込み速度近くの大きな値をもっているため、流れの状態が変化する位置には滞留できず、風圧による力と表面張力による付着力の平衡がとれる位置まで移動し停留するためである。

4. 結 言

円板間に噴霧流を吹き込んだ場合の液膜の滞留位置と円板間の流れの関係について調べるために、内径 dn の円管から間隔 H の円板間に気流を吹き込む流れを $H/dn=0.32 \sim 1.0$ の範囲で解析した。解析と実験との比較から、以下のことがわかった。

- (1) 低レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデルのモデル定数系を変更することで、上方円板への再付着を伴う円板間の複雑な衝突噴流を模擬できる。
- (2) 下方円板近傍の流れの状態が変化する位置は、間隔比が大きくなると下流に移動する。その位置より内側で乱れ強さは小さく、外側では急増する。
- (3) 下方円板に沿って圧力こう配が最大となる位置で上方へ向かう流れが急増する。この位置は下方円板近傍の流れの状態が変化する位置とほぼ一致する。
- (4) 液膜の特定滞留位置は、下方円板近傍の流れの状態が変化する位置とほぼ一致する。
- (5) 流れの状態が変化する位置より下流では、実際の流れは乱れが大きく非定常な流れである。

卒業研究として実験に参加、協力いただきました石丸史高、竹中智也の両氏に感謝する。

文 献

- (1) 村上幸一・砂田崇・植木紀子, 機論, **64**-632, B(1998), 2071-2078.
 - (2) Looney, M. K. and Walsh, J. J., *J. Fluid Mech.*, **147** (1984), 397-429.
 - (3) Launder, B. E. and Spalding D. B., *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **3** (1974), 269-289.
 - (4) Hosseinalipour, S. M. and Mujumdar, A. S., *Numer. Heat Trans.* **28**, A (1995), 647-666.
 - (5) 明賢國・笠木伸英, 機論, **54**-507, B(1988), 3003-3009.
 - (6) Abe, K., Kondoh, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat. Mass Transf.*, **37** (1994), 139-151.
 - (7) 中林功一・市川武久・森西洋平, 機論, **62**-604, B(1996), 4048-4053.
 - (8) 中西助次・桜井元康・大坂英雄, 機論, **61**-589, B(1995), 3182-3189.
-