境界適合座標系による曲がり円管内層流の数値解析*

切 刀 資 彰^{*1}, 横 川 三 津 夫^{*2}, 住 吉 誠^{*3}
秋 山 光 庸^{*4}, 中 西 純 一^{*5}

Numerical Simulation of Laminar Flow in Various Curved Pipes Using a Boundary-Fitted Coordinate System

Tomoaki KUNUGI, Mitsuo YOKOKAWA, Makoto SUMIYOSHI,
Mitsunobu AKIYAMA, and Jun-ichi NAKANISHI

Three-dimensional laminar flows in various curved pipes # (i. e., $R_c/a=2$ and 9 for curved 180° pipes and $R_c/a=2$ for curved 90° pipes) are numerically simulated through use of the full Navier-Stokes equations. The boundary-fitted coordinate system is used in order to treat complicated boundary configurations like a strongly curved pipe. The obtained flow patterns and the magnitude of the secondary flow in the case of $R_c/a=9$ for a curved 180° pipe are in good agreement with the experimental results. The elliptic nature of the basic equation is very important in simulating these recirculating flows, especially in the case of small curvature. Two separation regions, one occurring on the outside wall near the inlet and the other occurring on the inside wall at the outlet, are found in the case of $R_c/a=2$. Not only is the crossover point between the shear stress maxima on the inside and outside of the pipe independent of the curvature and the bending angle of the pipe, but it is also independent of the initial profile at the straight pipe.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Curved Pipe, Incompressible Laminar Flow, Boundary-fitted Coordinate System, Curvature, Bending Angle, Secondary Flow, Separation, Crossover Point of Shear Maxima

1. は じ め に

原子炉は中間熱交換器と複雑に屈曲した一次系配管で結ばれており、中間熱交換器へのホットストリークなど熱設計上の問題点が指摘されている。曲がり円管内の熱流動挙動は座標系や方程式系の取扱いが複雑なため、多くの研究においては発達した流れ場に関する実験・解析が主流であった⁽¹⁾。しかし、最近のコンピュータの発達に伴い、曲がり円管内の流れのような複雑な場のシミュレーションが可能⁽²⁾⁽³⁾となってきた。

本報告は、曲がり円管内流れの解析で通常使われている流れ方向の放物形近似を行わず、境界適合座標系を用いた三次元だ円形 Navier-Stokes 方程式を直接数値積分する手法で解析した結果をまとめたものである。非圧縮性粘性流を計算対象として、管曲がり角度 $\Omega=180^\circ$ で曲率半径比 $R_c/a=9$ と 2, $\Omega=90^\circ$ の場合で $R_c/a=2$ を取扱った。流れはレイノルズ数 $Re=$

1000 の層流で、管への流入速度分布は 2 種類 (ポアズイユ流れ、一様流) を設定した。直管入口での速度分布の異なる場合の解析結果について、曲がり円管入口助走区間における曲率半径比や曲がり角度の影響を既往の文献値と比較し、入口助走区間での流動特性を検討した。

主 な 記 号

a : 管半径

$C_{1,2,3}$: 境界条件を設定する係数

d : 管直径 ($=2a$)

De : デイン数 $= Re(a/R_c)^{-1/2}$

J : ヤコビアン [式(3)]

l : 曲がり管入口から管中心に沿った ξ 方向距離

n : ξ, η, ζ 線の法線方向ベクトル

p : 圧力

R_c : 曲率半径

Re : レイノルズ数 $= d\bar{U}/\nu$

S : 内側壁に沿う無次元せん断応力
 $= (2/De)^{1/2}(\alpha\tau_w/\nu\bar{U})$

u, v, w : x, y, z 方向の速度

$\bar{U}$: 平均流速

* 平成元年 7 月 14 日 東海支部岐阜地方講演会において講演、原稿受付 昭和 63 年 11 月 9 日。

^{*1} 正員、日本原子力研究所 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村)。

^{*2} 日本原子力研究所

^{*3} 宇都宮大学大学院 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。

^{*4} 正員、宇都宮大学工学部

^{*5} 正員、(株)ソフトウェア・クレイドル (〒532 大阪市淀川区西中島)。

U, V, W : ξ, η, ζ 方向の速度

ν : 動粘度

ρ : 密度

τ : セン断応力

Ω : 管の曲がり角度

添 字

()_w: 壁面基準であることを示す。

$\phi_{x, y, z, \xi, \eta, \zeta}$: 従属変数 ϕ の偏微分を示す。

2. 数値解析法

非定常三次元非圧縮性流体に対する Navier-Stokes 式は境界適合座標系で以下のように記述できる。

まず、流速の反変成分を次式のように定義する。

$$\left. \begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ V &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ W &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

これにより、境界適合座標系の Navier-Stokes 式は次式のように簡潔に表現できる。

$$T_t + E_\xi + F_\eta + G_\zeta = Q \dots\dots\dots (2)$$

上式の各項は以下に示すとおり、 T は時間項、 $E \sim G$ は (対流項, 圧力項, 粘性項をまとめた項)、 Q はソース項を表している。座標変換に伴う Jacobian は、

$$J = \begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3)$$

で表される。

$$T = J^{-1} \begin{bmatrix} 0 \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4)$$

$E =$

$$J^{-1} \begin{bmatrix} U \\ U_u + \xi_x(p/\rho) - \xi_x \tau_{xx} - \xi_y \tau_{xy} - \xi_z \tau_{xz} \\ U_v + \xi_y(p/\rho) - \xi_x \tau_{yx} - \xi_y \tau_{yy} - \xi_z \tau_{yz} \\ U_w + \xi_z(p/\rho) - \xi_x \tau_{zx} - \xi_y \tau_{zy} - \xi_z \tau_{zz} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (5)$$

$F =$

$$J^{-1} \begin{bmatrix} V \\ V_u + \eta_x(p/\rho) - \eta_x \tau_{xx} - \eta_y \tau_{xy} - \eta_z \tau_{xz} \\ V_v + \eta_y(p/\rho) - \eta_x \tau_{yx} - \eta_y \tau_{yy} - \eta_z \tau_{yz} \\ V_w + \eta_z(p/\rho) - \eta_x \tau_{zx} - \eta_y \tau_{zy} - \eta_z \tau_{zz} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (6)$$

$G =$

$$J^{-1} \begin{bmatrix} W \\ W_u + \zeta_x(p/\rho) - \zeta_x \tau_{xx} - \zeta_y \tau_{xy} - \zeta_z \tau_{xz} \\ W_v + \zeta_y(p/\rho) - \zeta_x \tau_{yx} - \zeta_y \tau_{yy} - \zeta_z \tau_{yz} \\ W_w + \zeta_z(p/\rho) - \zeta_x \tau_{zx} - \zeta_y \tau_{zy} - \zeta_z \tau_{zz} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (7)$$

$$Q = J^{-1}[0] \dots\dots\dots (8)$$

各変数はすべて同一の計算格子点上で定義しており、境界条件およびソース条件の扱いは次式の一般化した形式⁽⁵⁾を採用している。

$$Q_\phi = -C_1 \cdot \phi - C_2 n \cdot \nabla \phi + C_3 \dots\dots\dots (9)$$

本研究では、曲がり管の入口上流側および出口下流側にそれぞれ $10d$ の直管部分を取付け、この直管の入口部に一様流およびポアズィユ流れの速度分布を設定した。壁面には滑りなし条件を与え、管路出口では自由流出条件 (主流方向の各流速のこう配が零) を与えた。また、圧力については管路出口で零、壁面上では法線方向の圧力こう配を零に設定した。対流項には、三次の風上差分スキームである QUICK を適用しているが他の項の空間微分については中心差分を施している。なお、反変流速成分は対流項に QUICK を適用する際の風向きの判定に使用した。次式の圧力のポアソン方程式を MICCG 法⁽⁶⁾で解き、両辺の差の絶対値が計算打ち切り条件 $\epsilon = 10^{-6}$ を満足するまで反復計算を行った。

$$\nabla^2 p = D^* / \delta t \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 D^* は連続式の残差、 δt は時間刻み幅である。

式(10)で得られた圧力を使って時間発展させながら運動方程式から速度場を補正した。なお、速度場についてはさらに SOR 法も併用した。

図1は本計算で用いた円管断面 (η, ζ) の格子体系である。 $\Omega = 90^\circ$ の場合: $(\xi, \eta, \zeta) = (43, 21, 21)$, 180° の場合 $(53, 21, 21)$ である。計算はすべて倍精度で行ったので、主記憶容量は約 16 MB を必要とした。流体解析ではこのような粗行列を前述のように非常に多数回繰返して計算することになるため、ベクトル計算機を意識した高速解法が必要となる。ここでは、MICCG 法

図 1 円管断面 (η, ζ) の格子分割: (21×21)

図2 (x, y) 面内の格子分割 (ξ 方向に 53 分割)

を Hyper-Plane 方式でベクトル化し, FACOM VP-100 において約 5 倍の速度向上が得られた。

本解析における 1 ケース当たりの計算時間は約 5 ～ 6 h 程度であった。

3. 数値解析結果および検討

3.1 180° 曲がり円管の結果

3.1.1 曲率半径比 $R_c/a=9$ の場合 図2に曲率半径比 $R_c/a=9$ の場合の (x, y) 面内の格子図を示す。前述したように曲がり管には上流・下流にそれぞれ 10

図3 流れの可視化実験と計算結果の比較

d の直管を接続している。図3は、軽石粉末粒子トレーサによる流れの可視化実験の結果⁽⁴⁾と管路入口にポアズィユ流れを設定した場合の本計算結果を曲がり角度 $\Omega=22.5, 45^\circ$ および 90° について比較したものである。全体的なパターンは良く一致しており、二次流れの最大値が平均流の23%と実験値⁽⁴⁾(約20%)とほぼ一致した。また、 $\Omega=90^\circ$ で4個の渦が明りょうにとらえられており、本計算の妥当性を示しているものと考えられる。

図4は曲がり管内の速度分布を対称(ξ, η)面内およびこれに直交する(ξ, ζ)面内で示したものである。図4中の○印は秋山ら⁽⁴⁾が水素気泡法で測定した実験値、実線は管路入口にポアズィユ流れを設定した場合の本解析結果である。図4の右肩の $\bar{U}$ は平均流速の大きさを表している。両者はほぼ完全に一致しており、本解析の妥当性を示している。

図5は管路入口における流速分布が異なる場合の流れ(ξ)方向への管内速度分布の変化を示したものである。図5の表示は図4と同一の面である。図5中の実線が図4で示したポアズィユ流れの結果、破線が一樣流の結果である。 $\Omega=22.5^\circ$ における両者の分布形状を

(上段：対称面，下段：直交面)

図4 実験と計算との速度分布の比較

(実線：ポアズィユ流れ，破線：一樣流)

図5 入口速度分布の影響

比較すると、特に(ξ, η)面内の速度分布について、一樣流の結果はポアズィユ流れの場合に比べて最大速度点の位置とその近傍の速度分布の変形が小さくなっている。これは、管路入口で設定した一樣流分布が $10d$ の助走区間では発達できず、一樣分布のまま曲がり管部分に進入するためである。すなわち、ポアズィユ流れに作用する η 方向への遠心力は、未発達のまま流入する一樣流のポテンシャルコアに作用する遠心力よりも大きく、結果として速度分布の変形が大きくなるためと考えられる。

$\Omega=90^\circ$ より下流では両者の速度分布はほぼ一致しており、曲がり管出口で入口速度分布形状の違いによる影響は認められなかった。Olson ら⁽⁷⁾は $Rc/a=4.66$ と8について熱線流速計を用いた測定を行い、一樣流の場合、入口速度分布の影響は曲がり管入口から少なくとも $6a$ 以上に及ぶと報告している。本研究で得られた一樣流の場合の速度分布から判断すると、ポアズィユ流れの結果とほぼ一致するのは $\Omega=135^\circ$ (約11a)であり、Olson らの実験結果と一致していると言える。

図6 管軸方向の圧力分布

図7 壁面せん断応力の主流方向分布

図6は管軸方向の圧力分布を示したものである(図6中の破線間は曲管部分)。中央の実線はポアズイユ流れの場合の上下壁面, 上側の実線は外側壁面, 下側の実線は内側壁面での無次元圧力値を示している。また, それらの間に位置する実線は内外側壁面の中間の水平側壁面での値である。破線は一樣流での同様な結果を示している。図6中に直管の圧力こう配の理論式($64/Re$)も示した。

直管部では, 一樣流は急激な圧力降下を示しているが, 助走区間が短いためポアズイユ流れのような理論式との一致が得られていない。

曲がり管部分では, 一樣流とポアズイユ流れの両者ともに曲がり管入口の上流側ですでに内外壁間に圧力差を生じ, 出口に到達する以前に圧力差が減少し始める様子がわかる。このような結果は放物形の方程式を用いた解析では得られず, だ円形の効果であると考えられる。内外壁面間の圧力差は, 外壁側のピーク部分を除いて一樣流とポアズイユ流れの両者は一致しており, ピーク部分での最大圧力差が二次流れの driving force として大きく作用することを考えると, ポアズイユ流れの場合の圧力差のほうが大きく, 前述の遠心力の大きさの相違を示していると考えられる。

図7は壁面せん断応力 τ_w の流れ方向分布を示したものである。実線はポアズイユ流れ, 破線は一樣流の場合を示している。 τ_w は曲がり管入口付近では内壁側の値が断面内の最大値を示し, 下流に進むに従って外壁側の値が最大となる。両者の交差点は, 曲がり管入口からの距離を l として, $l=1.8a$ であり, ポアズイユ流れも一樣流もほぼ同一であった。Choi ら⁽⁸⁾は $Rc/a=7$ で一樣流入の条件の下で電気化学的な方法で τ_w を測定し, $l=1.96a$ を得ている。また, Singh⁽⁹⁾ はブラウス境界層からの摂動を用いた解析を行い, $l=1.9a$ を得ている。本解析で得られた l は, Choi ら

図8 曲がり管入口からの距離で整理した壁面せん断応力分布

の実験精度(せん断応力の測定誤差7~8%)を考慮すると, Choi らの結果および Singh の理論解とほぼ一致している。一方, Smith⁽¹⁰⁾ は長い直管に接続する曲がり円管の入口助走区間についてレイノルズ数と曲率半径比が非常に大きい場合を Fourier 変換法で解析

図9 $Rc/a=2$ の格子分割 (ξ 方向に 43 分割)

図10 対称面内の速度ベクトル

図11 対称面内の圧力分布

図12 (η, ζ) 面内の二次流れ速度ベクトル

し $l=1.51a$ を得、この位置はレイノルズ数、曲率半径比、せん断応力および入口流速分布に依存しないと報告している。レイノルズ数と曲率半径比が比較的小さい条件で得られた本解析結果は、交差点位置が Smith の結果より大きいものの入口流速分布に依存しない点など Smith の結果を支持している。また、Choi らは弱いレイノルズ数依存性を指摘しており今後の課題となろう。

図 8 は内壁側の壁面せん断応力の分布について、縦軸を無次元せん断応力 $S=(2/De)^{1/2}(a\tau_w/\nu\bar{U})$ 、横軸を無次元長さ $l/(a/R_c)^{1/2}$ で示したものである。図 8 中の破線は Stewartson ら⁽¹¹⁾の境界層理論解と Humphrey ら⁽¹²⁾の放物形方程式（圧力項のみだ円形）による数値解を示しており、実線は本解析結果を示している。Stewartson らは $R_c/a \gg 1$, $De \gg 1$ の仮定の下で内外壁で発達する境界層の衝突する位置（特異点： $\tau_w=0$ ）が内壁上で $l/(a/R_c)^{1/2}=0.943$ であることを示した。また、Humphrey らは De が増加するほど S の極小値は減少し、極小値の位置は上流側に移動すると報告している。本解析の結果は、曲がり管上流に直管が接続してあるため曲がり管入口部分で他の結果と異なっているが、特異点については比較的低い De であるにもかかわらず Stewartson らの理論解に近い結果を示し、特異点より上流については Stewartson らの解析結果を支持するものと考えられる。しかし、特異点より下流側について、Stewartson らの解析結果は単調に一定値に漸近するが、Humphrey らの結果と本解析結果はともに S が波状に減衰することを示しており、この領域では Stewartson らの解析結果と異なっている。

3.1.2 曲率半径比 $R_c/a=2$ の場合 図 9 に計算格子、図 10 に速度ベクトル、図 11 に等圧線を示す。曲率半径比が小さくなったため曲がり管出口付近で流れのはく離が見られ、下流側直管部に大きな二次流れを生じて様子がわかる。また、曲がり管入口の外壁付近 ($\Omega=0\sim36^\circ$) にはく離域が出現している。このような外壁側のはく離現象は、 $R_c/a=4$ の 90° 曲がり管について最近秋山ら⁽¹³⁾が報告しているが、本計算のような 180° 曲がり管で大きなはく離域の存在は指摘されておらず、今後実験を含めた検証が必要と考えられる。

図 12 は二次流れの速度ベクトルを図 9 の a～e の各断面内について示している。曲がり管内の二次流れのパターンは他のケースとそれほど変化は見られないが、c 断面 ($\Omega=90^\circ$) の内壁側のベクトルははく離を示しており、曲がり管の内部ですではく離が生じていることがわかる。曲がり管出口 (d 断面) や下流側

図 13 管軸方向の圧力分布

図 14 壁面せん断応力の主流方向分布

図 15 対称面内における速度ベクトルおよび (η, ξ) 面内の二次流れ速度ベクトル

図 16 管軸方向の圧力分布

直管部（e断面）でのパターンは非常に複雑な様相を示しており、これについても実験的な検討が必要であろう。なお、この場合の二次流れの最大値は平均流の約72%であった。

図13は管軸方向の圧力分布を示しており、実線がポアズイユ流れ、破線が一樣流の結果である。 $R_c/a=9$ の場合と比較して内外壁間の圧力差が非常に大きく、特に曲がり管入口付近での圧力変化が大きいことがわかる。

図14は壁面せん断応力の流れ方向分布を示したものである。実線はポアズイユ流れ、破線は一樣流の場合を示している。内側壁のせん断応力は入口付近で最大値を示し、一時減少して $l=2.2a$ ($\Omega=63^\circ$)で極小値、再び増加して $l=4.7a$ ($\Omega=133^\circ$)で極大値を示し、曲がり管出口で負の極小値を示している。この結果は、内壁側の境界層が曲がり管入口部で加速され、次いで遠心力による速度分布の変形に伴う減衰を受け、二次流れによる断面内周方向の境界層流れの衝突によって流れ方向へ再加速され、曲がり管出口下流ではく離する様子を表していると考えられる。一方、外壁側のせん断応力は、曲がり管入口部分において負値を示し、この領域で流れのはく離を示している。その後遠心力による速度分布の変形のために境界層が加速されてピークを示し、内壁側境界層の再加速のために一時減衰するが、曲がり管出口部での内壁側のはく離によって再加速され以後次第に減衰して発達値に漸近すると考えられる。

図14から求めた壁面せん断応力の交差点は $l=1.7a$ であり、 $R_c/a=9$ の場合とほぼ一致している。

3.1.3 $R_c/a=2$ で 90° 曲がり円管の結果 図15に管路入口にポアズイユ流れを設定した場合の管対称面内における速度ベクトル図および曲がり管の各断面内(a~d)における二次流れベクトル図を示す。 180°

図 17 壁面せん断応力の主流方向分布

管と同様に曲がり管入口付近で外壁側にはく離を生じ、 $R_c/a=4$ の秋山ら⁽¹³⁾の結果と一致している。曲がり管出口部においては 180° 管に比べてはく離域が大きいこと、および速度分布の変形からはく離の影響が下流側直管出口まで及んでいることがわかる。この場合の二次流れの最大値は平均流の約65%であった。このような速度分布パターンは武本⁽²⁾の結果と良く一致している。曲がり管出口 ($\Omega=90^\circ$) までの二次流れパターンは 180° 管の場合の $\Omega=90^\circ$ までの結果と一致しており、武本の結果とは異なっている。

図16は管軸方向の圧力分布を示しており、実線はポアズイユ流れ、破線は一樣流の結果を示している。曲がり管部分での圧力分布は 180° 管のように複雑ではなく、内外壁ともに単一のピークを示している。ただし、曲がり管出口下流部分では内壁側の圧力が外壁側の圧力を上回っており、内壁側にはく離に伴うよどみ域が形成されていることを示していると考えられる。また、 180° 管の場合と同様に曲がり管入り口付近での急激な圧力降下が示されている。この圧力差は 180° 管とほぼ同程度であることから、 180° 管のほうが二次流れが大きいにもかかわらずはく離にくい傾向にあると考えられる。

図17は壁面せん断応力の流れ方向分布を示したものである。実線はポアズイユ流れ、破線は一樣流の場合を示している。曲がり管部分でのせん断応力分布は 180° 管のように複雑ではなく、内外壁ともに正負のピークを一つずつ示している。この分布から内壁側の境界層が曲がり管入口部分で加速され、遠心力による速度分布の変形に伴って減衰するが、曲がり管出口で遠心力が最大となるため内壁側ではく離を生じ、せん断応力が負値を示すと考えられる。一方、外壁側の境界層は 180° 管の場合と同様に曲がり管入口部で負値を示し、この領域ではく離を生じていることがわかる。

その後、遠心力による速度分布の変形に伴って加速され、曲がり管出口より若干下流で最大値を示す。これは、上述した内側境界層の挙動と符合しているものと考えられる。

最後に、図 17 から求めた壁面せん断応力の交差点は $l=1.7a$ であり、 180° 管の結果と一致しており、 $R_c/a=9$ で $l=1.8a$ であることを考慮すると、本解析条件の範囲における交差点位置は管路入口速度分布や曲がり管角度および曲率半径比にほとんど依存しないことがわかった。この結果は、再び Smith⁽¹⁰⁾ の主張を支持していると言える。

4. 結 論

出入口に直管を取付けた 90° および 180° 曲がり円管内流れを境界適合座標系で記述した非定常三次元だ円形 Navier-Stokes 方程式を用いて解析した結果、以下の結論が得られた。

(1) 境界適合座標系で記述した Navier-Stokes 式による解析コードを開発し、その妥当性が確認された。

(2) $R_c/a=9$ の 180° 曲がり円管の解析結果は、既往の実験値とほぼ完全に一致し、直管入口での流入速度分布の影響は曲がり円管入口から約 $11a$ 程度まで及ぶ。また、内外壁面せん断応力の交差点は $l=1.8a$

である。

(3) $R_c/a=2$ の 180° および 90° 曲がり円管の解析の結果、両ケースともに曲がり管入口付近の外壁側と曲がり管出口内壁側ではなく離域を生じる。また、内外壁面せん断応力の交差点は、両者ともに $l=1.7a$ である。

(4) 本解析条件の範囲における内外壁面せん断応力の交差点は、管路入口速度分布や曲がり管角度および曲率半径比にほとんど依存しない。

文 献

- (1) 伊藤, ながれ, 6 (1987), 5.
- (2) 武本, 核融合研究, 58-1 (1987), 50.
- (3) Shirayama, S., ほか, *AIAA paper*, No. 86-1043 (1986).
- (4) 秋山・ほか 4 名, 機論, 50-449, B (1984), 286.
- (5) 三木・ほか 1 名, 原子力誌, 27 (1985), 497.
- (6) 村田・ほか 2 名, スーパー・コンピュータ, 科学技術計算への適用, (1985), 丸善.
- (7) Olson, D. E., ほか 1 名, *J. Fluid Mech.*, 150(1985), 139.
- (8) Choi, U. S., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 93, (1979), 465.
- (9) Singh, M. P., *J. Fluid Mech.*, 65 (1974), 517.
- (10) Smith, F. T., *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 351 (1976), 71.
- (11) Stewartson, K., ほか 2 名, *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 33 (1980), 59.
- (12) Humphrey, J. A. C., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 154, 357 (1985).
- (13) 秋山・ほか 5 名, 機論, 54-507, B (1988), 3219.