大断面曲がり水路の乱流特性

Characteristics of turbulent flow in a large square-sectional channel with curvature

大谷英夫*・藤井直樹**・都築 進***・石野和男****

By Hideo OHTANI, Naoki FUJII, Susumu TSUZUKI, and Kazuo ISHINO

The turbulent flow in a square channel with weak curvature in which Re number was beyond 10^6 was investigated. The height of channel and the width are 5.5m and 4.8m, respectively. Numerical simulation by k- ϵ model was also carried out. The calculated results except the turbulent kinetic energy were in a good agreement with the measured data in spite of a large Re number. Some interesting characteristics of turbulence in the duct were found by means of spectral analysis. The double structure of turbulence and the large coherent structure close to the inner-radius wall were recognized.

Keywords: square-sectional channel turbulent flow, field measurement, coherent structure, double structure of turbulence

1. はじめに

曲がった管路は、各種管路系の重要な構成要素で流体機器で広く用いられていることから、その内部の流れについては、機械工学等で昔から数多くの研究が行なわれている。近年では、各種乱流モデルを用いた計算の適用性について盛んに議論されるとともに、これらの数値シミュレーションによって曲がり管内流れの内部機構の解明にも力が注がれている。しかしながら、土木構造物における曲がり管は、一般に、流体機器で使用されているものの数倍のスケールを有するため、レイノルズ数は流体機器の管路より1オーダーから2オーダー大きい。梶津ら(1991)¹⁾は、「レイノルズ相似則を過信して、実験室のデータのみをすべてスケールアップして現地の流れ、特に組織渦の特性などを見積もることは慎重を要する。」また、「実験室のデータはどの程度までスケールアップできるかということがきわめて重要な研究課題である」と指摘している。この意味では、乱流モデルの適用性も含め、実験室で構築された曲がり管乱流の知識を、現地計測値を用いて検討することは有意義である。

本研究では、大断面曲がり部流れの数値シミュレーション結果と比較するため、現地計測を行なった²⁾。ここでは、まず、現地計測で得られた結果と、k- ϵ モデルによる数値シミュレーションを比較

* 正会員 工修 大成建設(株)技術研究所 (〒245神奈川県横浜市戸塚区名瀬町344-1)

** 正会員 東電設計(株)第二土木本部原子力土木部 (〒110東京都台東区東上野3丁目3番3号)

*** 正会員 工修 東京電力(株)原子力建設部土木建築課 (〒100東京都千代田区内幸町1-1-3)

**** 正会員 工博 大成建設(株)技術研究所 (〒245神奈川県横浜市戸塚区名瀬町344-1)

しながら、大断面曲がり管内の乱流構造についてその平均流構造を述べる．次に、乱れのスペクトル解析によって得られた曲がり部の興味深い乱流構造について報告する．

図1 計測位置

図-2 計測点位置

2. 計測方法および計算方法

計測は、図-1に示す柏崎刈羽原子力発電所4号機放水路の曲がり部終点部で行なった(大谷ら(1994)²⁾). 本水路は、断面幅5.5m、断面高さ4.8mの矩形断面で、曲がり部の曲率半径は40.5mある．また、径深の4倍を長さスケールとするレイノルズ数は、 5.4×10^6 、曲率半径と径深の比は31.6である．計測点は、図-2に示すとおりで、鉛直測線上の測点を同時計測した．流速3成分を計測するため、2成分計測可能な電磁流速計（KENNEK社製、VMT2-200-22L）を2本セットした．サンプリング周期は40Hz、計測時間は約40分、そのうちの16384データ（409.6秒）を用いて乱流統計量を求めた．曲がり形状の他、流れに対して影響を及ぼすと考えられる境界条件としては、本水路上壁面（天井部）のほぼ全域にわたって、長さ3cm程度の藻類、および厚さ数ミリのカサネカンザシが薄く付着していたことがあげられる．

数値計算は、汎用流体解析コード「STAR-CD」（Computational Dynamics 社）を用いた．流速については2次の風上差分、圧力 p 、乱れエネルギー k 、乱れエネルギー逸散率 ϵ については1次の風上差分、SIMPLE法、標準型 $k-\epsilon$ モデルを用いた．壁面条件は壁関数を用い、式(1)の対数則を使った．なお、 U は平均流速、 U_* は摩擦速度、 κ はカルマン定数、 y は壁面からの距離、 E は壁面の粗滑の状態を表すパラメータ、 ν は動粘性係数である．メッシュは断面内 20×20 、流れ方向に約1mピッチとした．藤井ら(1994)³⁾は、本計測結果を対象に数値計算を行ない、生物による粗面の性質を有する上壁面の E の値を $E=0.9$ とした．ここでも同様の値を用いた．

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{U_* y}{\nu} \right) \quad (1)$$

3. 計測結果と数値計算の比較

3. 1 平均流速および二次流の分布

曲がり管の流れは、遠心力のため管路軸方向の流れに加えて二次流れが誘起され、全体としてはらせん状の運動をする．そのため、強い曲率の曲がり管や、 180° ベンドなどの流れについては、標準型 $k-\epsilon$ モデルでは満足の行く結果が得られないことは良く知られている（例えばChoiら(1989)⁴⁾）．一方、 90° ベンドについては、標準型 $k-\epsilon$ モデルでも比較的よい結果が得られている．改良された計算例として、Lacovidesら(1987)⁵⁾は、曲がり内側の壁面から下流へ向って発達する境界

図-3 Uの断面内分布 (計測)

図-4 Uの断面内分布 (計算)

図-5 二次流ベクトル (計測)

図-6 二次流ベクトル (計算)

層を表現するには不十分だとして、壁関数の代りに壁面からの距離の関数で表した混合距離を導入し良好な結果を得ている。本研究では、対象水路の曲率半径と径深の比が31.6と大きく、また、曲がり角も76°と小さいため、壁関数を組み込んだk- ϵ モデルを用いた。図-3は、主流方向の平均流速Uの断面分布である。曲がり内側で80cm/s程度の低流速、曲がり外側で130cm/s程度の高流速であり、過去の曲がり管路の多くの実験結果と同様の傾向を示している。本水路の場合、110cm/sの等速度線が $z>0$ の範囲で曲がり内側まで延びているのに対して、 $z<0$ では $y=-120$ cmまでしか達していない。また、管路中央の低速域がやや下方へ位置している。図-4は、Uの計算結果である。図-3と比べ、曲がり内側の低速域が細長く水路中央へと延びている。この違いが何に起因するかは今後の検討を要すが、計測結果と計算結果の全断面分布形状には、大きな違いはない。図-4の118cm/sの等速度線には、図-3に見られた110cm/s線の特徴、および低速域の下方への移動という結果が見られる。これらの結果は、上壁面のみの粗度が大きいことが原因であると言え、計算でもその影響が良く再現できることがわかる。図-5は、二次流ベクトルの計測結果、図-6は計算結果である。計測結果では計算結果ほど明瞭にセルを形成していないが、上側の大きなセルと下側の扁平なセル、すなわち上下非対称形のセル存在を示唆させる。藤井ら(1994)⁹⁾は、上壁面の粗度が非対称形の一因であることを計算結果により示した。図-6も藤井らの結果と同様、上側のセルが大きい。この現象がk- ϵ モデルによりある程度表現された理由は、次のように説明できる。水路直線部では、上壁面の粗度により最大流速域が水路中央よりも下方に下がる。曲がり部では最大流速域がもっとも強く遠心力の効果を受けるため、水路外側へ向う二次流は、この下方に下がった最大流速域付近に位置する。その結果、二次流のセルは上側が大きくなる。

3. 2 乱れエネルギー

図-7は、乱れエネルギーの計測結果である。乱れエネルギーは、壁面近傍および曲がり内側で特に大きく、曲がり内側より粗面である上壁面の方が値が大きい。一方、図-8の計算結果をみると、計測結果では小さい乱れエネルギーの領域が水路中央かやや外側にあるのに対し、計算では曲がり外側に広がっている。また、壁面からの距離に対する乱れエネルギーの低減率は、計測結果では小さく計算結果では大きい。この差を修正するには、Lacovidesら(1987)⁹⁾が試みたように壁面条件の改良が必要であると考えられる。平均流速分布に比べ、乱れエネルギーの分布は、計測結果との違いが顕著である。

図-7 乱流エネルギー (計測)

図-8 乱流エネルギー (計算)

4. 乱れのスペクトル特性

図-9は、水路幅のほぼ中央である測線5の最も上壁面に近い計測点の主流速 $u(t)$ の乱れのスペクトルである。スペクトルはそのパワー u'^2 で無次元化した。1Hz程度から6Hzまでの範囲でコルモゴロフの $-5/3$ 乗則に従う領域が見られる。図-10は、水路断面中央付近のデータである。この図には、1Hz付近を境にスペクトルの二重構造が見られる。すなわち、0.5Hzから1.5Hzの低周波数帯と3Hzから5Hzの高周波数帯にそれぞれ $-5/3$ 乗則に従う領域が見られる。本電磁流速計は、5Hzを過ぎた辺りから応答

図-9 乱れのスペクトル (上壁面近傍)

図-10 乱れのスペクトル (断面中央)

図-11 二重構造が見られた計測点

ベクトル, U は平均流速, f は乱れの周波数, C は普遍定数で, 0.5とした。ちなみに, 図-9に示した壁面近傍の ϵ は $38.6\text{cm}^2/\text{s}^3$, 図-10に示した断面中央付近の ϵ は, 低周波数帯側が $0.9\text{cm}^2/\text{s}^3$, 高周波数帯側が $3.9\text{cm}^2/\text{s}^3$ であった。さらに, 発生小領域における平均渦径 L_x と ϵ の Nezu・Nakagawa(1993)⁷⁾の関係式(3)により, 平均渦径 L_x を求めた。ここで, K は 0.8とした。

$$\epsilon = \frac{2\pi}{U} \left(\frac{S(f)}{C} f^{5/3} \right)^{3/2} \quad (2)$$

$$L_x = K \frac{u'^3}{\epsilon} \quad (3)$$

その結果, 図-9の壁面近傍で $L_x=37\text{cm}$, 図-10の断面中央付近の低周波数帯側で $L_x=110\text{cm}$, 高周波数帯側で $L_x=25\text{cm}$, であった。壁面近傍の L_x と高周波数帯側の L_x が同程度であることを考えると, 高周波数帯側の慣性小領域は, 壁面に強く影響を受けた壁面せん断乱流に対応すると考えられる。一方, L_x を水路断面方向の乱れスケールとほぼ同オーダーであると仮定すると, 低周波数帯側の L_x は, この曲がり水路の径深(1.27m)に相当している。これは, 図-5に示した二次流の半径に相当し, 曲がりによる遠心力の影響を強く受けた二次流の乱れのスケールであると考えられる。なお, k - ϵ モデルによる計算結果で得られた ϵ の値は低周波数帯で読み取ったものとはほぼ一致し, 計算から得られた平均流速分布は, 壁面の影響よりも遠心力の影響を強く反映したものであると考えられる。

5. 自己相関関数の特性

いままでの考察よりも長周期の変動に着目し, 自己相関関数を用いて曲がり乱流の時空間構造を考察する。図-12は, 各測線の中央点で得られた $u(t)$ の自己相関関数である。曲がりの内側から外側に向って並べてある。乱れの大きさを示すために, 無次元化していない。曲がり内側の測線1および2では, $\tau=10$ 秒程度の比較的短い周期性の強い乱れ構造を示していると同時に, $\tau=75\sim 80$ 秒程度の非常に長い周期でピークが見られる。10秒程度の比較的短いピークは, 水路断面中央に向って減衰し, 主流の高速域では消えてしまうことから, 低速域を支配する組織渦構造であると考えられる。 $\tau=75\sim 80$ 秒程度の非常に長い周期のピークは, 曲がり内側の測線1, 2に限られていることから, 計測断面付近で発生し, 曲がり部より下流側で発達する非常に大規模な乱れを捉えていると考えられる。従来の研究で, ベンドの下流側の直管で流速分布が回復するのは, 管路内径の50倍以上であることから推察すると, 曲がり部の下流側では, より大規模で組織的な渦構造が発達することは十分考えられる。一方, 外側壁面では周期性の強いピークが $\tau=30$ 秒程度に見られる。これは, 曲がり外

側の非常に速度勾配が大ききせん断流場での組織渦を捉えたものであると推測される。

図-12 自己相関関数

6. あとがき

レイノルズ数が 10^6 を越える曲がり水路の乱流構造について述べた。得られた結果を簡潔にまとめると次のとおりである。

- 1) 平均流速分布は、 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果と概ね一致した。
- 2) 二次流の計測結果は、不明確ではあるが上下のセルを確認した。また、水路の上壁面の粗度が平均流速分布および二次流に影響を及ぼしていることを計算により示した。
- 3) 水路断面中央付近には乱れの二重構造が見られた。高周波側の慣性小領域は、壁面せん断乱流、低周波側の慣性小領域は、曲がりの影響を強く受けた二次流に対応していると考えられる。
- 4) 曲がり内側の流速の自己相関関数には、10秒、80秒周期で顕著なピークが見られた。周期10秒は低速域を支配する組織渦構造、80秒は曲がり下流側で発達する大規模乱れであると考えられる。

今後は、レイノルズ数の影響を見るために、本研究から得られた平均流構造、組織乱流構造について高精度な実験結果とを比較検討することが残されている。最後に、本データを解析するに当たり、京都大学の欄津家久助教授にご助言をいただいたことを記し、ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 欄津, 中川, 瀬谷: 琵琶湖疎水の3次元乱流計測, 水工学論文集第35巻, pp.345-350, 1991
- 2) 大谷, 石野, 出口, 都築: 人工水路屈曲部乱流の現地計測方法, 水工学論文集第38巻, pp.721-726
- 3) 藤井, 窪, 大谷, 小原, 福井: 曲がり水路の数値シミュレーション, 土木学会第49回年講Ⅱ-157, pp.314-315, 1994
- 4) Y.D.Choi, H.Iacovides, B.E.Launder: Numerical computation of turbulent flow in a square-sectioned 180 deg bend, Trans. ASME, J.Fluids Eng., Vol.111, pp.59-68, 1989
- 5) H.Iacovides, B.E.Launder, P.A.Loizou: Numerical computation of turbulent flow through a square-sectioned 90° bend, Int.J.Heat Fluid Flow, Vol.8, No.4, pp.320-325, 1987
- 6) 余越: 河川の大規模乱れ, 京大防災研年報第10号B, pp.196-206, 1967
- 7) I.Nezu, H.Nakagawa: Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR MONOGRAPH, A.A.Balkema Publishers, p.22, 1993