

河川における局所洗掘現象の
数値解析法に関する研究

2005年1月

梶川 勇樹

目次

第 1 章 序論	1
1.1 緒言	1
1.2 既往の研究	2
1.2.1 3次元流れに関する数値計算の現状	2
1.2.2 平面的河床変動に関する数値計算の現状	3
1.3 本研究の目的と論文の構成	5
第 1 章 参考文献	7
第 2 章 河川における 3次元流れの数値計算モデルに関する研究	9
2.1 概説	9
2.2 基礎理論	10
2.2.1 基礎方程式	10
2.2.2 鉛直方向流速の計算式	11
2.2.3 水面形の計算式	12
2.2.4 圧力の計算式	12
2.2.5 境界条件について	13
2.3 基礎方程式の定式化と計算方法	16
2.3.1 MacCormack 法による離散化	17
2.3.2 鉛直方向流速の計算方法	22
2.3.3 圧力偏差の計算方法	23
2.4 その他の諸条件について	27
2.4.1 新規共存メッシュにおける流速値の推定法について	27
2.4.2 圧力項差分式における人工粘性項の付加について	28
2.4.3 最小体積率 V_{min} について	29
2.4.4 流れの計算時間間隔について	30
2.4.5 河床の干上がりと水深の回復について	31
2.4.6 計算手順	31
2.5 結語	32
第 2 章 参考文献	33

第 3 章 鉛直 2 次元流数值計算モデルの適用性に関する研究	35
3.1 概説	35
3.2 段落ち部における常流・射流混在流れの数值計算	37
3.2.1 段落ち流れに関する水理実験および計算条件	37
3.2.2 波状跳水流れに関する実験結果と数值計算との比較	38
3.2.3 潜り噴流流れに関する実験結果と数值計算との比較	42
3.2.4 互いの流れの移行過程に関する数值計算	45
3.2.5 互いの流れの移行限界に関する数值計算	48
3.3 段落ち下流部における局所洗掘孔内の流れに関する数值計算	49
3.3.1 段落ち下流部における洗掘孔内の 流れに関する水理実験および計算条件	49
3.3.2 複雑河床境界に対する FAVOR 法の導入効果について	50
3.3.3 洗掘孔内の流れに関する実験結果と数值計算との比較	52
3.4 結語	54
第 3 章 参考文献	56
第 4 章 3 次元流数值計算モデルの適用性に関する研究	57
4.1 概説	57
4.2 蛇行水路における 3 次元流れの数值計算	58
4.2.1 常流場における蛇行水路実験への適用	58
4.2.2 射流場における蛇行水路実験への適用	65
4.3 構造物周辺における 3 次元流れの数值計算	71
4.3.1 越流型不透水制周辺における流れの数值計算	71
4.3.2 急勾配水路における常流・射流混在流れの数值計算	80
4.4 現地レベルにおける 3 次元流れへの適用性について	89
4.4.1 メグナ川・メグナ橋直上流左岸における 突堤周辺の流況に関する数值計算	89
4.4.2 百間川・ニノ荒手周辺の流況に関する数值計算	95
4.5 結語	99
第 4 章 参考文献	102
第 5 章 河川における平面 2 次元河床変動数值計算モデルに関する研究	105
5.1 概説	105
5.2 基礎理論	106
5.2.1 流砂量式	106

5.2.2	浮遊砂濃度の連続式	107
5.2.3	全流砂の連続式	107
5.2.4	傾斜床面上における掃流砂量と 縦横断方向掃流砂量について	108
5.2.5	境界条件について	111
5.3	基礎方程式の定式化と計算方法	113
5.3.1	MacCormack 法による離散化	114
5.3.2	自由水面および河床境界における計算方法	117
5.4	その他の諸条件について	119
5.4.1	水中安息角による河床勾配補正について	119
5.4.2	河床変動の計算時間間隔について	120
5.4.3	計算手順	121
5.5	結語	122
	第 5 章 参考文献	123
第 6 章 平面 2 次元河床変動数値計算モデルの適用性に関する研究		125
6.1	概説	125
6.2	段落ち下流部における局所洗掘現象の数値計算	126
6.2.1	段落ち下流部における局所洗掘現象に関する移動床実験	127
6.2.2	段落ち下流部における局所洗掘現象の 数値計算と実験結果との比較	130
6.3	蛇行水路および弯曲水路における河床変動計算	138
6.3.1	蛇行水路実験における河床変動計算	138
6.3.2	弯曲水路実験における河床変動計算	143
6.4	構造物周辺における局所洗掘現象の数値計算	149
6.4.1	越流型不透水制周辺における局所洗掘現象の数値計算	149
6.4.2	急勾配水路における常流・射流混在場の河床変動計算	156
6.5	結語	163
	第 6 章 参考文献	165
第 7 章 結論		167

謝辞

目次

2.1	座標系と面積率の定義方向	10
2.2	平面 2 次元場における水面での面積率および線分率の定義方向	12
2.3	計算諸量の配置図	17
2.4	MacCormack 法概要図	19
2.5	離散化における各軸方向の体積率について	20
2.6	面積率 A_z の取扱いについて	23
2.7	圧力偏差の影響範囲	25
2.8	移流項差分法の違いによる流況の比較図（段落ち流れ：潜り噴流状態）	26
2.9	モデル化後の水面境界における新規共存メッシュの取扱い	27
2.10	局所洗掘孔内における流速ベクトル図（計算値：人工粘性項導入前）	28
2.11	各メッシュにおける体積率 V および F 値について	30
2.12	最小体積率 V_{min} と水深誤差との関係	30
2.13	3 次元流れの計算フローチャート	32
3.1	堰下流部における局所洗掘現象	36
3.2	実験水路概略図（段落ち流れ）	37
3.3	流速計測メッシュ（段落ち流れ）	37
3.4	波状跳水状態の実験結果と計算結果との比較（Case1）	39
3.5	波状跳水状態の実験結果と計算結果との比較（Case3）	40
3.6	波状跳水状態の実験結果と計算結果との比較（Case5）	40
3.7	計算の繰り返しによる最大水位変動量の変化（波状跳水：Case1）	41
3.8	波状跳水状態における各地点での水位変動量の最大値（Case1）	41
3.9	潜り噴流状態の実験結果と計算結果との比較（Case2）	42
3.10	潜り噴流状態の実験結果と計算結果との比較（Case4）	43
3.11	潜り噴流状態の実験結果と計算結果との比較（Case6）	43
3.12	計算の繰り返しによる最大水位変動量の変化（潜り噴流：Case2）	45
3.13	波状跳水状態から潜り噴流状態への移行過程	46
3.14	潜り噴流状態から波状跳水状態への移行過程	47
3.15	移行限界水深の比較	48
3.16	波高および波高波長比の比較	49
3.17	実験水路概略図（段落ち洗掘）	50

3.18	流速計測メッシュ（段落ち洗掘）	50
3.19	FAVOR 法の有無による流速ベクトルの比較図（洗掘過程）	51
3.20	複雑河床形状の表現方法	51
3.21	洗掘過程における実験結果と計算結果との比較（潜り噴流）	52
3.22	埋め戻し過程における実験結果と計算結果との比較（波状跳水）	53
4.1	実験水路概略図（玉井ら）	59
4.2	水路形状および断面番号（玉井ら）	59
4.3	FAVOR 法の有無による水深平均流速ベクトル図の比較	60
4.4	水深平均による主流流速の横断方向分布の比較	60
4.5	主流流速の鉛直方向分布の比較	61
4.6	2次流流速の鉛直方向分布の比較	62
4.7	2次流の流速ベクトル図	63
4.8	実験による2次流の流況図（玉井ら）	63
4.9	横断水面形の比較	64
4.10	底面せん断応力コンターの比較	65
4.11	実験水路概略図（細田）	65
4.12	急勾配蛇行水路（細田）の解析メッシュ	66
4.13	実験結果との流況の比較図（静水圧分布）	67
4.14	横断水面形の比較（静水圧分布）	67
4.15	実験結果との流況の比較図（非静水圧分布）	68
4.16	横断水面形の比較（非静水圧分布）	69
4.17	縦断水面形の比較（非静水圧分布）	69
4.18	横断流速ベクトル図	70
4.19	高速蛇行流の流況模式図	70
4.20	水制の設置状況（Elawady）	72
4.21	平衡状態における河床形状と河床コンター図	72
4.22	縦断方向の水面形比較図（Case1）	73
4.23	底面および表面における平面流速ベクトルの比較図（Case1）	74
4.24	縦断流速ベクトルの比較図（Case1）	74
4.25	横断流速ベクトルの比較図（Case1）	76
4.26	縦断流速ベクトルの比較図（Case2：左岸より 3cm）	77
4.27	縦断流速ベクトルの比較図（Case2：左岸より 12cm）	77
4.28	縦断流速ベクトルの比較図（Case2：左岸より 20cm）	78
4.29	横断流速ベクトルの比較図（Case2）	79
4.30	水制の設置状況（道上ら）	80
4.31	実験結果および各計算結果による水面形鳥瞰図（Case1）	81

4.32	実験結果および各計算結果による平面流速ベクトル図 (Case1)	82
4.33	3次元流モデルによる縦断流速ベクトル図 (Case1)	83
4.34	3次元流モデルによる横断流速ベクトル図 (Case1)	84
4.35	実験結果および各計算結果による水面形鳥瞰図 (Case2)	85
4.36	実験結果および各計算結果による平面流速ベクトル図 (Case2)	86
4.37	3次元流モデルによる縦断流速ベクトル図 (Case2)	87
4.38	3次元流モデルによる横断流速ベクトル図 (Case2)	88
4.39	メグナ橋直上流における突堤周辺の河床位コンター図	90
4.40	突堤護岸横断面図	90
4.41	メグナ川河道モデル	91
4.42	水深平均平面流速ベクトルの時間変化 (メグナ川)	92
4.43	縦断流速ベクトル図 (メグナ川)	93
4.44	横断流速ベクトル図 (メグナ川)	93
4.45	突堤周辺部における流況の模式図	94
4.46	底面せん断力コンター図 (τ/τ_0)	94
4.47	百間川・分流部周辺の河床位コンター図 (2002)	95
4.48	百間川・ニノ荒手周辺の河床位コンター図 (2002)	96
4.49	百間川・各断面における縦断流速ベクトル図 (Case1)	97
4.50	百間川・水面形コンター図 (Case1)	97
4.51	百間川・各断面における縦断流速ベクトル図 (Case2)	98
5.1	平面2次元場における河床での面積率および線分率の定義方向	108
5.2	河床面における主流速の方向と砂粒子の移動方向	111
5.3	計算諸量の配置図	113
5.4	水面境界における計算諸量の配置図	117
5.5	河床境界条件の概要図	119
5.6	水中安息角による河床勾配補正	120
5.7	河床変動の計算フローチャート	121
6.1	実験水路概略図 (段落ち洗掘)	127
6.2	洗掘孔形状の時間的变化 (波状跳水状態)	128
6.3	無次元表示による洗掘孔形状の時間的变化 (波状跳水状態)	128
6.4	洗掘孔形状の時間的变化 (潜り噴流状態)	129
6.5	無次元表示による洗掘孔形状の時間的变化 (潜り噴流状態)	129
6.6	最大洗掘深の予測式記号図	130
6.7	潜り噴流による初期洗掘過程 (計算結果)	132
6.8	洗掘の進行に伴う流況の移行過程 (計算結果)	133
6.9	最大洗掘深の時間的变化	134

6.10	各流況における洗掘孔形状の比較	135
6.11	最終洗掘孔形状の比較（波状跳水状態）	135
6.12	洗掘の進行に伴う流況の移行過程（計算結果：非平衡流砂量モデル）	137
6.13	実験水路概略図（長谷川）	138
6.14	蛇行水路（長谷川）の解析メッシュ	139
6.15	初期河床における水深平均流速ベクトル図（計算結果）	140
6.16	初期河床における水面形コンター図（計算結果）	140
6.17	平衡状態における河床変動量の比較	140
6.18	平衡状態における水深平均流速ベクトルの比較	141
6.19	河床変動量の時間的变化（計算結果）	142
6.20	水深平均流速ベクトルの時間的变化（計算結果）	142
6.21	実験水路概略図（檜谷ら）	143
6.22	弯曲水路（檜谷ら）の解析メッシュ	144
6.23	初期河床における水深平均流速ベクトル図（計算結果）	144
6.24	初期河床における水面形コンター図（計算結果）	144
6.25	弯曲部外岸における河床高の時間的变化の比較	145
6.26	弯曲部内岸における河床高の時間的变化の比較	146
6.27	平衡状態における河床変動量の比較	148
6.28	平衡状態における水深平均流速ベクトルの比較	148
6.29	水制の設置状況（Elawady）	150
6.30	初期河床変動量（計算結果）	151
6.31	初期底面近傍流況（計算結果）	151
6.32	平衡状態における河床変動量の比較	151
6.33	数値計算による平衡状態における底面近傍流況の比較	152
6.34	平衡状態における縦断流速ベクトルの比較図（左岸より 3cm）	153
6.35	平衡状態における縦断流速ベクトルの比較図（左岸より 12cm）	154
6.36	平衡状態における横断流速ベクトルの比較図	155
6.37	実験水路概略図（永瀬ら）	156
6.38	初期河床における水深平均流速ベクトル図（計算結果）	157
6.39	初期河床における水面形コンター図（計算結果）	157
6.40	平衡状態における水面形および河床形鳥瞰図の比較	158
6.41	平衡状態における河床変動量の比較	159
6.42	平衡状態における河床横断形の比較	159
6.43	平衡状態における水深平均流速ベクトルの比較	161
6.44	縦断流速ベクトル図（計算結果：本数値モデル）	161
6.45	横断流速ベクトル図（計算結果：本数値モデル）	161
6.46	河床変動量の時間的变化（計算結果：本数値モデル）	162

表目次

1.1	乱流場の数値解析法（川原[12]より）	3
3.1	段落ち流れの実験条件	38
3.2	段落ち流れの計算条件	38
3.3	洗掘孔内の流れの実験条件	50
3.4	洗掘孔内の流れの計算条件	50
4.1	実験条件（玉井ら）	58
4.2	計算条件（玉井ら）	59
4.3	実験条件（細田）	65
4.4	計算条件（細田）	66
4.5	実験条件（Elawady）	72
4.6	計算条件（Elawady）	72
4.7	実験条件（道上ら）	80
4.8	計算条件（道上ら）	81
4.9	計算条件（メグナ川）	91
4.10	計算条件（百間川）	96
4.11	計算ケース（百間川）	96
4.12	計算条件（百間川：Case2）	98
6.1	実験条件（段落ち洗掘）	127
6.2	最大洗掘深 z_{\max} の時間的变化	129
6.3	計算条件（段落ち洗掘）	131
6.4	実験条件（長谷川）	138
6.5	計算条件（長谷川）	139
6.6	実験条件（檜谷ら）	143
6.7	計算条件（檜谷ら）	144
6.8	実験条件（Elawady）	150
6.9	計算条件（Elawady）	150
6.10	実験条件（永瀬ら）	156
6.11	計算条件（永瀬ら）	157

第 1 章 序論

1.1 緒言

河川における河床変動は、ダム上流部における貯水池堆砂による河床上昇やダム下流部の河床低下、あるいは洪水時における河口付近の河床変動など、河道全体の土砂移動を伴う数 km から数 $10km$ にも及ぶ大規模河床変動から、砂州の発生・発達や水理構造物周辺における局所洗掘現象、あるいは河床波の発生・発達などの数 m から数 $100m$ 程度の中・小規模河床変動に至るまで、様々なスケールによる移動床現象が発生している。これらの現象はそれぞれ固有の特性を示す一方、相互に関係しあいながら直接的あるいは間接的に様々な工学的諸問題を惹起する。たとえば、ダム貯水池における堆砂現象は貯水能力の欠損を引き起こし、砂州の発生・発達は通水能力の低下を、また、水理構造物周辺における局所洗掘現象は構造物の安定性の低下と密接に関連している。したがって、従来よりこれらの現象を対象とした河床変動予測手法について数多くの研究が行なわれおり、特に、直接災害に関連しているとされる大・中規模河床変動については、その予測手法について数多くの数値計算モデルが検討されている。

まず、大規模河床変動に関しては、河川の縦断的な土砂移動が卓越した現象であることから、従来より、その予測モデルについても河道縦断的な取扱いである 1 次元モデルによる検討が数多く行なわれている。それにより、たとえばダム建設に伴うダム上下流部での河床変動[1]やあるいは洪水時における河口付近の河床変動[2]等、大規模河床変動に属する種々の移動床現象に関しては、常流・射流混在場を含め[3]、実用上十分な精度での再現が可能であるとされている。他方、中規模河床変動に関しては、河川の複雑な縦横断・平面形状、あるいは水理構造物等の影響による流れの平面的非一様性に伴う流砂量の場地的変化に起因する現象であり[4]、したがって、河川における局所的な洗掘・堆積量等の的確な予測が極めて重要な問題とされることから、その予測モデルについても河床の縦横断的な変動を考慮することができる河床変動モデルが必要となる。これらのうち、特に、流況に関して水深平均流を扱った平面 2 次元の浅水流モデルに基づく河床変動計算法については、その利便性・経済性等において非常に優れたモデルであり、従来より、多種多様な流れ場への適用性について数多くの検討が行なわれている。それにより、中規模河床変動に関しても、たとえば河川蛇行部・弯曲部における河床変動やあるいは交互砂州の発生・発達に関する河床変動[2]等、常流・射流混在場を含めた[3]比較的広範囲における予測計算が可能となっており、実際の河川計画においても非常に大きな役割を果たしている。

一方、近年の社会的な環境意識の高揚に伴い、河川事業においても、国土交通省（旧建設省）が推進する『多自然型川づくり』の理念に基づき、治水安全性を考慮した多種多様な水環境を創出できる河川整備が進められている。ここでは、河道内に瀬や淵、植生等を配した多様な空間を設けることにより、種々の生態系に配慮した河川自然環境の維持・回復を促す措置がとられるとともに、景観や親水機能等の充実も考慮した、河川環境と人間との共生を備えた川づくりが展開されている。しかしながら、このように河道内に多種多様な構造物あるいは空間を創造することは、必然的にその周辺の流れ場も複雑なものとなり、それに伴う河床変動現象もより複雑化してくることが推測される。特に、河道内に設置された水理構造物周辺では局所洗掘現象が発生し、現象の発生に伴う各種問題もより顕在化してくることが推測される。したがって、今後の河川計画上の目的によっては、より高精度な河床変動予測が要求されるものと考えられる。

しかしながら、先述の浅水流モデルに基づく河床変動計算法では、水理構造物周辺で発生する局所洗掘現象やあるいは蛇行河川における深掘れ位置等の再現精度に関し、幾つかの問題点が指摘されている[2][5][6]。これは、流れ場を水深平均流のみにより捉える浅水流モデルに起因する問題であり、構造物周辺で発達する強い鉛直流を伴う局所流や、河川蛇行部・弯曲部で発達する河川横断方向流速である2次流など、河床変動に大きな影響を及ぼす内部流況を的確に再現することができない点に起因している。さらに、浅水流モデルでは圧力分布に関して静水圧を近似しており、構造物周辺などの強い非静水圧状態を呈する流れ場に対しては適用がより困難となる。したがって、高精度河床変動予測を行なうためには、流況を3次元的に取扱う必要があると同時に、鉛直流の発達する流れ場にも適用できるよう、非静水圧分布を考慮した数値計算モデルを構築する必要がある。

以上のような背景に鑑み、本研究では、水理構造物周辺あるいは河川蛇行部・弯曲部で発生する中規模河床変動、特に、局所洗掘現象を対象とした高精度河床変動予測を主目的とし、流れに関しては非静水圧分布を考慮した3次元流れの数値計算手法を、また、河床変動に関しては一様砂移動床における掃流砂および浮遊砂を考慮した平面2次元の河床変動計算手法について検討するものである。

1.2 既往の研究

1.2.1 3次元流れに関する数値計算の現状

3次元流れを対象とした数値計算に関する研究は、従来より数多く行なわれており、近年ではVOF法[7]に代表されるように、非常に複雑な自由水面形状を有する流れ場についても比較的高精度に計算できるまでに発展している。特に、海岸領域における波浪場の数値計算に関しては、砕波や越波等の複雑な強非線形問題に対する適用例[8]が数多く挙げられ、各々の場面で良好な成功を収めている。また、河川領域における複雑流況に対する適用性への検討も進んでおり、例えば、前野ら[9][10]は、プールタイプ魚道を対象とした数

値計算に改良型 VOF 法を適用し、自由表面を含む複雑な流況の再現に成功している。また、Chen ら[11]は、堰越流部における階段状水路流れを対象とした数値計算を行ない、その特徴的な流況の 1 つである *skimming flow* について、実験結果を良好に再現している。

一方、このような乱流場を対象とした数値計算に関しては、表 1.1[12]に示されるように従来より多種多様な数値解析手法が提案・開発されている。これらのうち、特に、渦動粘性係数の概念を用いる 2-方程式モデルに相当する標準型 $k-\varepsilon$ モデルについては、その利便性およびこれまでの実績から数多くの研究が行なわれている。たとえば、Ye and McCorquodale[13]は、弯曲水路および蛇行水路を対象とした数値計算を行なっており、その実験結果を良好に再現している。Ouillon and Dartus[14]は、水理構造物周辺の流況として、水制周辺の流況を対象とした数値計算を行なっており、こちらも実験結果を良好に再現している。また、 $k-\omega$ モデル[15]や非線形 $k-\varepsilon$ モデル[16]、および LES モデル[17]を使用した数値計算例も数多く挙げられ、各々のモデルに対して数多くの検討が行なわれている。

表 1.1 乱流場の数値解析法（川原[12]より）

Reynolds平均モデル	
渦動粘性係数モデル	0-方程式モデル
	1-方程式モデル
	2-方程式モデル（標準型 $k-\varepsilon$, $k-\omega$ モデル）
応力方程式モデル	代数応力モデル（ASM）
その他	非線形 $k-\varepsilon$ モデル
	多重スケールモデル
空間平均モデル（LES）	
Smagorinskyモデル	
Dynamic SGSモデル	

以上のように、河川における 3 次元流れを対象とした数値計算手法については、従来より数多くの検討が行なわれており、現在では様々な流れ場における複雑流況の再現に成功している。しかしながら、構造物周辺における局所流が発達する複雑流況下で、さらに常流・射流が混在したような流れ場を 3 次元的に数値計算した研究例は数少なく、また、本研究で対象とする河床変動計算までの適用を考えた場合、その研究例は非常に稀となる。これは、3 次元流計算への河床変動モデルの導入を考えた場合、2-方程式乱流モデルなどでは基礎式・計算法がかなり複雑となり、加えて、計算時間・計算容量も飛躍的に増大し利便性・実用性等の観点から大きく懸離れてしまうためである。したがって、3 次元流れに基づく河床変動計算手法は未だ発展過程の研究領域であり、また、より実用性を考慮した数値計算モデルの開発が重要であると考えられる。

1.2.2 平面的河床変動に関する数値計算の現状

河川における平面的河床変動を対象とした数値計算に関する研究は、従来より数多く行なわれており、特に、平面 2 次元流れの浅水流モデルに基づく河床変動計算手法について

は、常流・射流混在場を含め、数多くの検討がなされている[2][3][5][6]。その一方で、先述のように、構造物周辺などの鉛直流を伴う局所流の発達するような流況下では、浅水流モデルの特性からも適用が困難であるとされており、したがって、局所流により発生する局所洗掘現象等の再現性に関しても、幾つかの問題点が指摘されている[5][6]。そのため、より高精度な河床変動計算を行なうためには、流況を的確に把握することができる3次元流モデルに基づく河床変動計算手法が求められる一方、非静水圧分布の導入や、2-方程式乱流モデル等に基づく計算手法では実用性の面からも好ましくない。そこで、従来より3次元流モデルに基づく河床変動計算手法に関しては、圧力分布に静水圧を仮定した0-方程式モデルによる、準3次元流モデルに基づく河床変動計算手法について検討が進んでいる。

準3次元流モデルに基づく河床変動計算手法としては、たとえば、清水[2]、檜谷[4]、福岡ら[18]の研究が挙げられる。清水[2]は、蛇行水路を対象として浅水流モデルおよび準3次元流モデルによる河床変動計算を行ない、実験結果と両者による計算結果との比較から明らかに3次元流モデルの方がより現象を的確に再現できるとしている。檜谷[4]は、蛇行水路における準3次元流モデルによる計算結果に基づき、河床変動に伴う運動方程式中の各項のオーダー比較から、平面的河床変動における3次元流計算の重要性を指摘している。また、福岡ら[18]は、構造物周辺の河床変動として直線水路における越流型水制郡周辺を対象とした河床変動計算を行ない、水制の外力を取り込んだ準3次元流モデルにより水制周辺の流れと河床変動の特徴的な機構を説明している。

以上のように、平面的河床変動に関しては、流況に対して3次元性を考慮することにより、浅水流モデルよりも良好な再現性を得られることが示されている。しかしながら、流況に関して3次元性を考慮しても、圧力分布に静水圧を仮定している準3次元流モデルでは、構造物周辺で発生する局所洗掘現象を十分には説明できないことが指摘されている[18]。すなわち、局所洗掘による洗掘孔が拡大すると、それに伴い流況も大きく変化し、流れの非静水圧分布の程度が著しくなるためである[18]。したがって、局所洗掘現象までの適用を考えた場合、流れの3次元性に加え、圧力分布に対して非静水圧を考慮した数値計算モデルの構築が必要となる。

圧力分布に非静水圧を考慮した3次元流モデルに基づく河床変動計算は、計算機の発達から比較的近年になって行われており、檜谷[4]、牛島ら[19]-[21]、福岡ら[22]、Pengら[23]、長田ら[24][25]が、それぞれ構造物周辺における局所洗掘現象を対象とした数値計算を行っている。特に、長田ら[24][25]の数値モデルでは、乱流モデルとして非線形 $k-\varepsilon$ モデルを採用し、河床変動に関しては流砂の非平衡性を考慮して、砂粒の離脱・堆積に関する確率モデルと、運動方程式を用いた砂粒の移動計算を組み合わせた河床変動計算モデルとなっており、円柱周辺[24]および水制周辺[25]における局所洗掘現象を高精度に再現している。しかしながら、実用的な観点から見ると、先述のように基礎式・計算法がかなり複雑であり、加えて多大な計算時間・計算容量を要する。そこで、一般的な掃流砂・浮遊砂による河床変動として捉えている牛島ら[19][20]の研究例が挙げられるものの、常流・射流が混在した流況下での研究例は見られず、現地までの適用を考慮すると未解決事項は依然多い。

1.3 本研究の目的と論文の構成

以上のように、河川における河床変動予測手法に関しては、未だ発展過程にある研究領域であり、特に、局所洗掘現象に関する 3 次元流モデルに基づく平面的河床変動計算手法については、今後の実河川における高精度河床変動予測において非常に重要な位置を占めるものと考えられる。

そこで、本研究では、河川における局所洗掘現象に関する流れおよび河床変動の高精度予測に関する実用的な数値計算手法の構築を主目的とし、流れに関しては非静水圧分布を考慮した 0-方程式モデルに基づく 3 次元流れの数値計算手法を、河床変動に関しては掃流砂および浮遊砂の双方を考慮した平面 2 次元の数値計算手法を提案し、数値モデルの妥当性について各種流れ場への適用から検討を行うものである。

以下、本論文の構成について示す。

第 2 章では、河川における平面 2 次元の河床変動計算の基礎となる、3 次元流れの数値計算モデルについて示す。本研究で構築する数値計算モデルは、構造物周辺における鉛直流の卓越する流れ場にも対応できるよう非静水圧分布を考慮し、また、レイノルズ応力の評価には実用性を考慮して、渦動粘性係数による 0-方程式モデルを採用する。さらに、座標系には計算アルゴリズムを比較的容易に考えることができる長方形等間隔メッシュのデカルト座標系を採用し、それにより発生する境界問題を克服するため、基礎方程式には Hirt ら[26]により提案された FAVOR 法を導入する。基礎方程式の離散化には、従来より常流・射流混在場で比較的良く適用されている MacCormack 法[3][5]を採用し、具体的な離散化方法およびレギュラー格子に対する FAVOR 法の導入方法等について提案する。

第 3 章では、第 2 章で提案した数値計算モデルについて、常流・射流混在場における段落ち部の流況を対象とし、鉛直 2 次元流モデルによる数値計算手法の妥当性について検討する。まず、常流・射流混在場における段落ち流れに関する固定床実験を行うとともに、その特徴的な流況である波状跳水状態および潜り噴流状態の実験結果を対象とした再現計算を行なう。さらに、鈴木ら[27]により検討されている段落ち流れの移行限界について、数値計算による再現を試みる。次に、段落ち下流部を一様砂による移動床条件とし、洗掘孔内部の流れに関する水理実験を行なうとともに、実験結果による洗掘孔形状を計算河床形状とした流れの再現計算を行なう。それにより、複雑河床形状に対する FAVOR 法の有用性について明らかにする。

第 4 章では、第 2 章で提案した数値計算モデルについて、複雑側壁境界および河床形状を有する各種流れ場を対象とし、3 次元流モデルによる数値計算手法の妥当性について検討する。具体的には、まず、河川蛇行部および弯曲部の流況を対象とし、玉井ら[28]により行われた蛇行水路実験への適用を行なう。それにより、複雑側壁形状に対する FAVOR

法の導入効果について明らかにする。さらに、射流場における河川蛇行部を対象とし、細田[29]により行われた連続蛇行水路における高速蛇行流実験への適用を行なう。次に、河道内に設置された水理構造物周辺の流況を対象とし、Elawady[30]により行われた越流型不透過水制周辺の流況に関する水理実験への適用を行ない、さらに、山地河川における常流・射流混在場の流況を対象として、道上ら[31]により行われた水制工を配した急勾配水路実験への適用を行なう。最後に、現地レベルへの適用として、バングラデシュ・メグナ川におけるメグナ橋直上流左岸で発生している局所洗掘現象に関し、その原因究明を目的として、現地地形をモデル化したモデル河川への適用を試みる。また、岡山県を流れる旭川の放水路である百間川を対象とし、ニノ荒手周辺の現地河川形状を使用した数値計算を試みる。

第5章では、第2章で提案した3次元流れの数値計算手法に基づく、一様砂による平面2次元の河床変動数値計算手法について示す。河床変動モデルには構造物周辺で発生する局所洗掘現象に適用できるように、流砂として掃流砂および浮遊砂の双方を考慮する。その際、掃流砂量式には河床の局所斜面勾配の影響を考慮した流砂量モデルを示す。また、河床変動モデルには、複雑境界形状でも滑らかに境界条件を課すことのできるFAVOR法を導入した基礎方程式を示し、そして、MacCormack法による基礎方程式の具体的な離散化方法について提示する。

第6章では、第5章で提案した平面2次元の河床変動数値計算手法について、第3章および第4章で対象とした各種流れ場に適用し、その妥当性について検討する。具体的にはまず、堰下流部で発生する局所洗掘現象を対象とし、段落ち模型による一様砂移動床実験を行なうとともに、その実験結果を対象とした鉛直2次元流モデルによる河床変動計算を行なう。次に、河川蛇行部および弯曲部の河床変動を対象とし、まず、長谷川[32]により行われた蛇行水路実験への適用を行なう。さらに、檜谷ら[33]により行われた単弯曲水路における移動床実験への適用を行い、側壁近傍における河床変動計算に対するFAVOR法の有用性について明らかにする。最後に、水理構造物周辺における局所洗掘現象を対象とし、まず、Elawady[30]により行われた越流型不透過水制周辺における局所洗掘現象に関する移動床実験への適用を行なう。また、山地河川における常流・射流混在場における河床変動を対象とし、永瀬ら[34]により行われた水制工を配した急勾配水路における移動床実験への適用を行なう。

第7章では、各章で得られた知見を総括し結論とする。

— 第1章 参考文献 —

- [1] 道上正規：土砂収支と河床変動，土木学会水理委員会，水工学シリーズ 82-A-7，1982.
- [2] 清水康行：沖積河川における流れと河床変動の予測手法に関する研究，北海道大学審査学位論文，1991.
- [3] 日下部重幸：急勾配水路における常流・射流の混在する流れと河床変動に関する研究，鳥取大学学位論文，1997.
- [4] 檜谷治：河川および浅水湖の3次元流れと平面2次元河床変動に関する研究，京都大学学位論文，1992.
- [5] 道上正規，檜谷治，池見拓，永瀬恭一：山地河道における淵の形成に関する数値シミュレーション，第3回河道の水理と河川環境に関するシンポジウム論文集，pp.223-230，1997.
- [6] 前野詩朗，小川信，上間矢次：段波通過時の水制周辺の局所洗掘の解析，水工学論文集，第48巻，pp.817-822，2004.
- [7] Hirt, C. W., and Nichols, B. D.: Volume of Fluid Method for the Dynamics of Free Boundaries, *Jour. Comput. Phys.*, 39, pp.201-225, 1981.
- [8] 例えば，秋山実，浜野明千宏：数値波動水路の開発，富士総研技報，vol.7, No.1, pp.4-15，2000.
- [9] 前野詩朗，尾上博則，宮内洋介：VOF法による階段式魚道の流れの数値解析，水工学論文集，第45巻，pp.421-426，2001.
- [10] 前野詩朗，小川信：プールタイプ魚道の流れの数値解析，水工学論文集，第46巻，pp.421-426，2002.
- [11] Chen Q., Dai G. and Liu H.: Volume of Fluid Model for Turbulence Numerical Simulation of Stepped Spillway Overflow, *Jour. Hydr. Engrg.*, Vol.128, No.7, pp.683-688, 2002.
- [12] 川原能久：乱流モデルの発展と河川工学への応用，2000年度（第36回）水工学に関する夏季研修会講義集，A-9，2000.
- [13] Jian Ye and J. A. McCorquodale: Simulation of Curved Open Channel Flows by 3D Hydrodynamic Model, *Jour. Hydr. Engrg.*, ASCE, Vol.124, No.7, pp.687-698, 1998.
- [14] Ouillon, S. and Dartus. D.: Three-Dimensional Computation of Flow around Groyne, *Jour. Hydr. Engrg.*, ASCE, Vol.123, No.11, pp.962-970, 1997.
- [15] Miller R., Roulund A., Sumer B. M., Fredoe J., Truelsen C. and Michelsen J.: 3-D Numerical Modeling of Flow around a Groin, XXX IAHR Cong. Proc., Theme C, Vol. II, pp.385-392, 2003.
- [16] 木村一郎，細田尚：乱れ強さ非負条件を考慮した非線形 $k-\varepsilon$ モデルによる立方体流れの三次元解析，水工学論文集，第44巻，pp.599-604，2000.

- [17] Yilin Zhou: Large-Eddy Simulation of 3-D Flow and Bed Evolution around Spur-Dikes, Doctor Thesis submitted to Tottori University, Japan, 2001.
- [18] 福岡捷二, 西村達也, 岡信昌利, 川口広司: 越流型水制周辺の流れと河床変動, 水工学論文集, 第42巻, pp.997-1002, 1998.
- [19] 牛島省, 清水隆夫, 佐々木明, 龍澤靖彦: 温排水中の水中放流による局所洗掘現象の数値解析, 水工学論文集第36巻, 1992.
- [20] 牛島省, 田中伸和: 3次元境界適合座標を用いた局所洗掘現象の数値解析, 水工学論文集, 第39巻, pp.683-688, 1995.
- [21] 牛島省, 清水隆夫, 保坂稔: 局所洗掘数値解析手法の発電所放水口前面への適用性, 水工学論文集, 第42巻, pp.1009-1014, 1998.
- [22] 福岡捷二, 西村達也, 三宮武, 藤原剛: 緩傾斜河岸を設置した河道弯曲部の流れと河床形状, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.155-167, 1995.
- [23] Peng, J., Tamai, N., Kawahara, Y. and G. W. Huang: Numerical Modeling of Local Scour around Spur Dikes, Proc. 28th IAHR Congress, E10, 1999.
- [24] 長田信寿, 細田尚, 中藤達昭, 村本嘉雄: 円柱周りの流れと局所洗掘現象の3次元数値解析, 水工学論文集, 第45巻, pp.427-432, 2001.
- [25] 長田信寿, 細田尚, 村本嘉雄, 中藤達昭: 3次元移動座標系・非平衡流砂モデルによる水制周辺の河床変動解析, 土木学会論文集 No.684/II-56, pp.21-34, 2001.
- [26] C. W. Hirt, J. M. Sicilian: A Porosity Technique for the Definition of Obstacle in Rectangular Cell Meshes, Flow Science, Inc. Los Alamos, New Mexico, pp.450-469, August 1985.
- [27] 鈴木幸一, 道上正規, 檜谷治, M. S. Ibrahim: 段落ち部の流況特性, 第29回水理講演会論文集, pp.615-620, 1985.
- [28] 玉井信行, 池内幸司, 山崎晶: 連続わん曲水路における流れの実験的研究, 土木学会論文報告集, 第331号, pp.83-94, 1983.
- [29] 細田尚: 連続蛇行水路の高速流の基本的特性, 水工学論文集, 第43巻, pp.311-316, 2000.
- [30] Emad Elsayed Elawady: An Investigation of Local Scour around Submerged Spur-Dikes, Doctor thesis submitted to Tottori University, Japan, 2002.
- [31] 道上正規, 檜谷治, 藤井健夫, 松本勝則: 常・射流混在下の混合砂河床変動シミュレーション, 第48回土木学会中国支部研究発表会発表概要集, pp.207-208, 1996.
- [32] 長谷川和義: 沖積蛇行の平面および河床形状と流れに関する水理学的研究, 北海道大学学位論文, 1984.
- [33] 檜谷治, 道上正規, 河合茂: 一様弯曲水路における河床変動と河床波の特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第42巻, pp.979-984, 1998.
- [34] 永瀬恭一, 道上正規, 檜谷治: 狭窄部を持つ山地河川の河床変動計算, 水工学論文集, 第40巻, pp.887-892, 1996.

第2章 河川における3次元流れの数値計算 モデルに関する研究

2.1 概説

第1章で述べたように、近年の河川改修事業では『多自然型川づくり』が示すように、治水安全性を考慮した多種多様な水環境を創出できる複雑な河道形状が検討されるようになってきており、今後の河川計画上の目的によっては、より高精度な河床変動予測が必要になると考えられる。その河床変動の予測法として数値計算による手法を採用する場合、河川弯曲部あるいは構造物周辺で発生する洗掘・堆積現象の再現性について、浅水流方程式に基づく平面2次元的な流況解析では問題が指摘されており[1]-[3]、対象とする流れ場によっては流況を3次元的に解く必要がある。そこで、本章では、平面2次元の河床変動を計算するための流況の計算方法として、3次元流れの数値計算モデルの構築を行う。

3次元流れを扱った数値解析的研究は従来から数多く行われており、現在ではVOF法[4]-[6]に代表されるように、非常に複雑な自由水面形状についても高精度に再現できるまでに発展している。しかし、このような流れの解析モデルの多くは、 $k-\varepsilon$ モデルなどの高次の乱流モデルを採用し流れのみを対象としたものであり、また、基礎式、計算法がかなり複雑であるため河床変動計算への適用はあまり行なわれていない。牛島・田中[7]、長田ら[8]により3次元流モデルによる局所洗掘現象への適用が行われてはいるものの、未だ十分な実用化へは至っておらず、現在のところ、3次元流モデルを河床変動計算に適用する場合には実用性を考慮し、静水圧分布を仮定した準3次元流モデルによる計算にとどまっている。この静水圧近似は、通常の河川流での適用には実用的に問題がないとされているが[9]、構造物周辺など流れに鉛直成分が発生する場合、静水圧の仮定が許されなくなるのは容易に推測される。

また、数値計算における流況あるいは洗掘現象の再現性は、流れの3次元性や圧力の他にも、座標系による影響も少なくないと考えられる。よく用いられている一般曲線座標系では座標系自身に河道の弯曲形状、あるいは河床形状を持たせることが可能であり、精度の確保が容易である。しかし、その一方で種々の格子形成法を駆使する労力を要し、また、より河道形状が複雑となる場合、計算点が密や粗になり計算精度が落ちる可能性がある。この問題を解決するには、デカルト座標系の等間隔長方形メッシュを採用するのが良いが、今度は新たに境界の問題が生じてしまう。

以上のことから、本研究では実用性を重視し、檜谷[9]と同様、圧力の鉛直方向分布を考慮した3次元流れの数値計算法を基礎とし、レイノルズ応力の評価には渦動粘性係数の概念を取り入れた0-方程式モデルを採用する。また、計算格子には計算アルゴリズムを比較的容易に考えることができるデカルト座標系の長方形等間隔メッシュを採用し、それにより生じる境界問題を解消するため、複雑な境界形状でも滑らかに境界条件を課すことのできるFAVOR法[10][11]を基礎的に導入する。基礎式の離散化には、従来から常流・射流が混在した流れ場にも適用できるMacCormack法[12]-[17]を採用する。

2.2 基礎理論

2.2.1 基礎方程式

本数値モデルでは、流体と固体壁面との境界を滑らかに表現するため、自由度の高いFAVOR法 (Fractional Area/Volume Obstacle Representation Method) [10][11]と呼ばれる自由格子生成法を基礎的に導入している。FAVOR法では複雑境界上の流れにおいて、格子中に流体部分と境界部分とが混在すると考える。任意の格子において流体の占める体積率を V 、 x 方向に垂直な断面で流体の占める面積率を A_x とすると、体積力は ρV に比例し断面積を通して運動量輸送は流体のみの場合に A_x を乗じたものになる。これは、 y 方向、 z 方向においても同様である。

座標系と面積率の定義方向を図2.1に示す。それぞれ、流下方向に x 軸、これと直行する方向（右岸から左岸に向かう方向）に y 軸、鉛直上方向に z 軸を定義する。図2.1に示すこれらの座標系および記号を用い、FAVOR法の考えを導入した3次元非定常流れの運動方程式および連続式を式(2.1)～式(2.4)で与える。

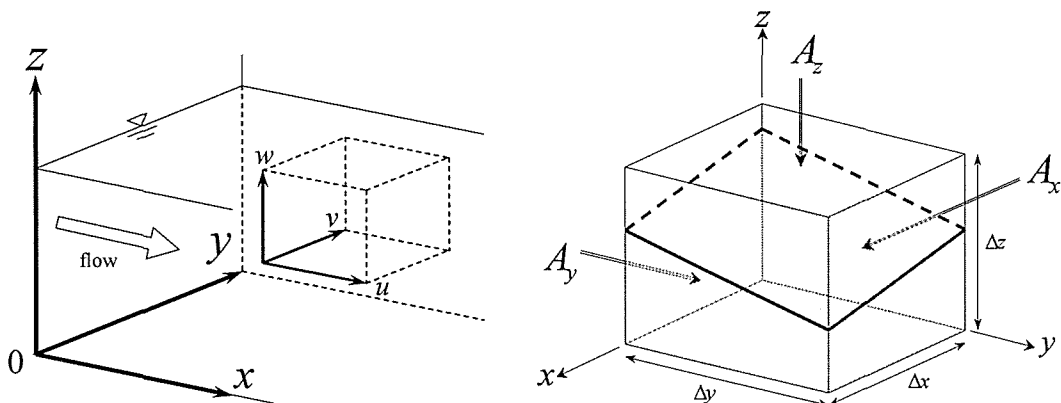


図 2.1 座標系と面積率の定義方向

[運動方程式]

• x 方向 (流下方向)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{V} \left\{ A_x u \frac{\partial u}{\partial x} + A_y v \frac{\partial u}{\partial y} + A_z w \frac{\partial u}{\partial z} \right\} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{V} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2A_x v_t \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ A_z v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \right] \quad \dots (2.1)$$

• y 方向 (横断方向)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{V} \left\{ A_x u \frac{\partial v}{\partial x} + A_y v \frac{\partial v}{\partial y} + A_z w \frac{\partial v}{\partial z} \right\} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{V} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_x v_t \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2A_y v_t \frac{\partial v}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ A_z v_t \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \right] \quad \dots (2.2)$$

• z 方向 (鉛直方向)

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{V} \left\{ A_x u \frac{\partial w}{\partial x} + A_y v \frac{\partial w}{\partial y} + A_z w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{V} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_x v_t \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_t \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2A_z v_t \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \right] \quad \dots (2.3)$$

[連続式]

$$\frac{\partial(A_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(A_y v)}{\partial y} + \frac{\partial(A_z w)}{\partial z} = 0 \quad \dots (2.4)$$

ここに、 t は時間、 u 、 v および w はそれぞれ x 方向、 y 方向および z 方向の流速成分、 ρ は水の密度、 g は重力加速度、 p は圧力、 v_t は渦動粘性係数である。また、 V は体積率、 A_x 、 A_y および A_z はそれぞれ x 方向、 y 方向および z 方向に垂直な断面での面積率である。

また、渦動粘性係数 v_t は一般的な次式で評価する。

$$v_t = \kappa u_* z' \left(1 - \frac{z'}{h} \right) \quad \dots (2.5)$$

ここに、 κ はカルマン定数 (=0.41)、 u_* は摩擦速度、 z' は河床を 0 とした鉛直方向座標で、上方に正である。

2.2.2 鉛直方向流速の計算式

本研究では河床変動計算への適用を考え、より実用性を重視している。そのため鉛直方向流速 w に関しては式(2.3)を解くのではなく、3次元の連続式(2.4)を次式(2.6)のように水路床 z_b から任意の点 z まで積分することにより求める。

$$A_z w(z) = - \int_{z_b}^z \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (A_x u) + \frac{\partial}{\partial y} (A_y v) \right\} dz \quad \dots (2.6)$$

2.2.3 水面形の計算式

以上に示した，式(2.1)で流下方向流速 u を，式(2.2)で横断方向流速 v を，式(2.6)で鉛直方向流速 w を計算するわけであるが，他に自由水面位置を決定するため水深 h を計算する式が必要となる．そこで，水深 h は FAVOR 法の考えを導入した 2 次元の連続式である次式(2.7)より求める．

$$\frac{\partial}{\partial t}(S_s h) + \frac{\partial}{\partial x}(L_{sx} \bar{u} h) + \frac{\partial}{\partial y}(L_{sy} \bar{v} h) = 0 \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

ここに， h は水深，上付横線は断面平均量を示す．また， S_s ， L_{sx} および L_{sy} は，図 2.2 に示すように水面における格子を平面的にみた場合，その格子中の流体の占める面積率を S_s ，各軸 (x 軸および y 軸) に対して垂直なメッシュ幅の流体の占める線分率を L_{sx} および L_{sy} としている．下付添え字 s は水面 (*surface*) を示している．

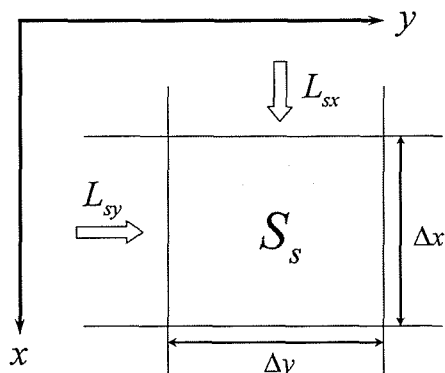


図 2.2 平面 2 次元場における水面での面積率および線分率の定義方向

2.2.4 圧力の計算式

非静水圧計算において 3 次元の運動方程式と連続式より u, v, w および p を求める場合，通常，圧力 p については何らかの反復法を用いることによって陰的に解かれる．しかし，本研究では実用性を重視し，圧力 p の取り扱いについては厳密にこれを解くのではなく，檜谷[9]と同様に圧力の鉛直方向分布を考慮に入れ，圧力 p を静水圧 p_0 とこれからの偏差 p' に分けて計算を行う．

$$p = p_0 + p' = \rho g(\xi - z) + p' \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

ただし， ξ は水位である．式(2.8)を用いることにより，式(2.1)～式(2.3)中の圧力および重力に関する項は以下のように変形される．

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

$$-g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (2.11)$$

ここで、流れに関する鉛直方向の運動方程式について、式(2.3)中の時間項を微小項として省略すると次式を導くことができる。

$$\frac{1}{V} \left\{ A_x u \frac{\partial w}{\partial x} + A_y v \frac{\partial w}{\partial y} + A_z w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{1}{V} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_x v_t \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_t \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2A_z v_t \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \right] \quad \dots\dots (2.12)$$

式(2.12)は静水圧からの偏差 p' に関する式であり、水面で p' が 0 という境界条件のもと、差分法を用いて陽的に p' を計算することができる。すなわち、時間 $t = (n+1)\Delta t$ での p' の値を、既知量である時間 $t = n\Delta t$ での流速場 (u, v, w) を用いて解くというものである。式(2.12)に関する差分法については本章 2.3.3 で述べる。

2.2.5 境界条件について

本数値モデルでは、以上に示した基礎式を差分化し数値計算を行うわけであるが、それぞれ境界となる場（上流端、下流端、自由水面、河床、側壁）において、必要に応じた境界条件を課す必要がある。以下に、本数値モデルで適用した境界条件について述べる。ここで、水面境界における諸量には添え字 s 、河床境界における諸量には添え字 b 、側壁境界における諸量には添え字 w をつけている。

[1] 上流端での条件

計算上の上流端においては、境界条件の影響をなるべく少なくするため上流側に直線部を延長し、所定の流量となるように単位幅流量と上流端水深から求められた平均流速を鉛直方向に一様に与えた。ここで、上流端水深については隣接するメッシュと同様の値を与えるものとし、 v, w については 0 としている。

$$h|_{x=x_0} = h|_{x=x_1} \quad \dots\dots\dots (2.13)$$

$$u|_{x=x_0} = \bar{u}|_{x=x_0} \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

$$v|_{x=x_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.15)$$

$$w|_{x=x_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

ここに、 \bar{u} は水深平均流速、 x_0 および x_1 はそれぞれ上流端および上流端に隣接するメッシュの x 座標である。

[2] 下流端での条件

計算上の下流端においては、上流端境界条件と同様、着目する点から下流側に十分な直線計算領域を設けることにより境界条件の影響をなるべく少なくし、下流端断面の横断方向に水平な水位を与えた。この場合の境界条件を次式で示す。

$$\xi|_{x=x_{\max}} = \xi_0 \quad \dots\dots\dots (2.17)$$

ここに、 ξ_0 は下流端水位、 x_{\max} は下流端メッシュの x 座標である。

[3] 自由水面での条件

一般に、河川流などの計算における水面境界においては、水平方向のせん断力 τ_s を 0 とする Free-Slip 条件を課すことが多い。そこで、本研究でも同様の境界条件を設定する。

$$\frac{\tau_{sx}}{\rho} = \nu_t \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=z_s} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.18)$$

$$\frac{\tau_{sy}}{\rho} = \nu_t \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=z_s} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.19)$$

ここに、 z_s は水面境界メッシュの z 座標である。

ただし、本数値モデルでは、計算格子に空間内に固定されたデカルト座標系の等間隔長方形メッシュを採用しているため、水深が増加した際に水面境界において新しく気液共存メッシュが生成される。そのため、この気液共存メッシュに流速値を与えるための条件が必要となるが、これについては本章 2.4.1 で詳しく説明する。

[4] 河床での条件

河床においては、河床に対して平行な流速成分を許容し、鉛直方向の流速成分 w を 0 とする slip 条件を適用する。そのため、河床におけるせん断力を評価する必要がある。そこで、河床におけるせん断力 τ_b を河床近傍における x, y 方向の流れを考慮し、 x, y 方向の河床せん断力の比は滑り速度の x, y 方向の成分の比に等しいとして以下のように与える。

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho} = \nu_t \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=z_b} = C_d u_b \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \quad \dots\dots\dots (2.20)$$

$$\frac{\tau_{by}}{\rho} = \nu_t \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=z_b} = C_d v_b \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

ここに、 C_d は河床の摩擦抵抗係数、 u_b および v_b はそれぞれ x 軸および y 軸方向の河床の滑り速度 (slip-velocity)、 z_b は河床高である。

ここで、河床の摩擦抵抗係数 C_d および滑り速度 u_b, v_b について補足する[1].

実際の河床境界面においては、流速成分は 0 であり、滑り速度とは河床から微小だけ離れた地点の流速である。この微小距離 Δz_b を体積率および面積率を用いて $\Delta z_b = V_b/A_{zb} \cdot \Delta z/2$ と表し、河床からこの点までの間の流速分布が対数則に従うものとする。説明を簡単にするために x 方向のみの流れを考えると、この場合の滑り速度 u_b は次式で与えられる。

$$\frac{u_b}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\Delta z_b}{z_0} \quad \dots\dots\dots (2.22)$$

したがって、河床せん断力および河床の摩擦抵抗係数は次式で表される。

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho} = u_*^2 = \frac{u_b^2}{\left(\frac{1}{\kappa} \ln \frac{\Delta z_b}{z_0}\right)^2} = C_d u_b^2 \quad \dots\dots\dots (2.23)$$

$$C_d = \left(\frac{u_*}{u_b}\right)^2 = \left(1 / \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\Delta z_b}{z_0}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (2.24)$$

ここに、 u_* は摩擦速度、 κ はカルマン定数 (=0.41)、 z_0 は粗度高に相当する高さである。

また、 z_0 は簡易的に次式(2.25)により与えられる流速分布を鉛直方向に積分し、通水流量に合うように繰り返し計算により求めた値である。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z'}{z_0} \quad \dots\dots\dots (2.25)$$

ここに、 z' は河床からの高さである。

[5] 壁面（側壁，構造物）での条件

壁面境界においては、壁面における摩擦を考慮して以下の条件を設定する。

a) x 軸に垂直な壁面境界に対して

$$u|_{x=x_w} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

$$v_t \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_{x=x_w} = C_w v_w \sqrt{v_w^2 + w_w^2} \quad \dots\dots\dots (2.27)$$

$$v_t \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{x=x_w} = C_w w_w \sqrt{v_w^2 + w_w^2} \quad \dots\dots\dots (2.28)$$

b) y 軸に垂直な壁面境界に対して

$$v|_{y=y_w} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.29)$$

$$v_t \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=y_w} = C_w u_w \sqrt{u_w^2 + w_w^2} \quad \dots\dots\dots (2.30)$$

$$v_t \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{y=y_w} = C_w w_w \sqrt{u_w^2 + w_w^2} \quad \dots\dots\dots (2.31)$$

ここに、 C_w は壁面の摩擦抵抗係数、 u_w 、 v_w および w_w はそれぞれ壁面における x 軸、 y 軸および z 軸方向の滑り速度 (slip-velocity)、 x_w および y_w は壁面位置である。

ここで、壁面の摩擦抵抗係数 C_w および滑り速度 u_w 、 v_w について補足する。

壁面における滑り速度とは、壁面から微小だけ離れた地点の流速である。説明を簡単にするため y 軸に垂直な壁面における流れのみを考えると、この微小距離 Δy_w は体積率および面積率を用いて $\Delta y_w = V_w/A_{yw} \cdot \Delta y/2$ と表せる。そして、河床での境界条件同様、壁面からこの点までの間の流速分布が対数則に従うものとし、この場合の滑り速度 u_w を次式で与える[18]。

$$\frac{u_w}{u_*} = 5.75 \log_{10} \frac{\Delta y_w}{y_0} + 8.5 \quad \dots\dots\dots (2.32)$$

したがって、壁面せん断力および壁面の摩擦抵抗係数は次式で表される。

$$\frac{\tau_{wx}}{\rho} = u_*^2 = \frac{u_w^2}{\left(5.75 \log_{10} \frac{\Delta y_w}{y_0} + 8.5\right)^2} = C_w u_w^2 \quad \dots\dots\dots (2.33)$$

$$C_w = \left(\frac{u_*}{u_w}\right)^2 = \left\{1 / \left(5.75 \log_{10} \frac{\Delta y_w}{y_0} + 8.5\right)\right\}^2 \quad \dots\dots\dots (2.34)$$

また、壁面における粗度高 y_0 については、次式に示す manning-strickler 式より求めている。

$$y_0 = (7.66n\sqrt{g})^6 \quad \dots\dots\dots (2.35)$$

ここに、 n はマンニングの粗度係数、 g は重力加速度である。

2.3 基礎方程式の定式化と計算方法

基礎方程式を数値解析的に解くには、まず時間的・空間的に離散化する必要がある。ここでは、本数値モデルにおける離散化方法について示す。まず、図 2.3 に各物理量の配置図を示す。図より、 u および v は計算格子の中央、 w および p' は計算格子の上端と下端に配置する。また、各軸方向の面積率 (A_x , A_y , A_z) は、任意の格子において流体の占める体積に対し、各軸方向について等分する位置で定義する。

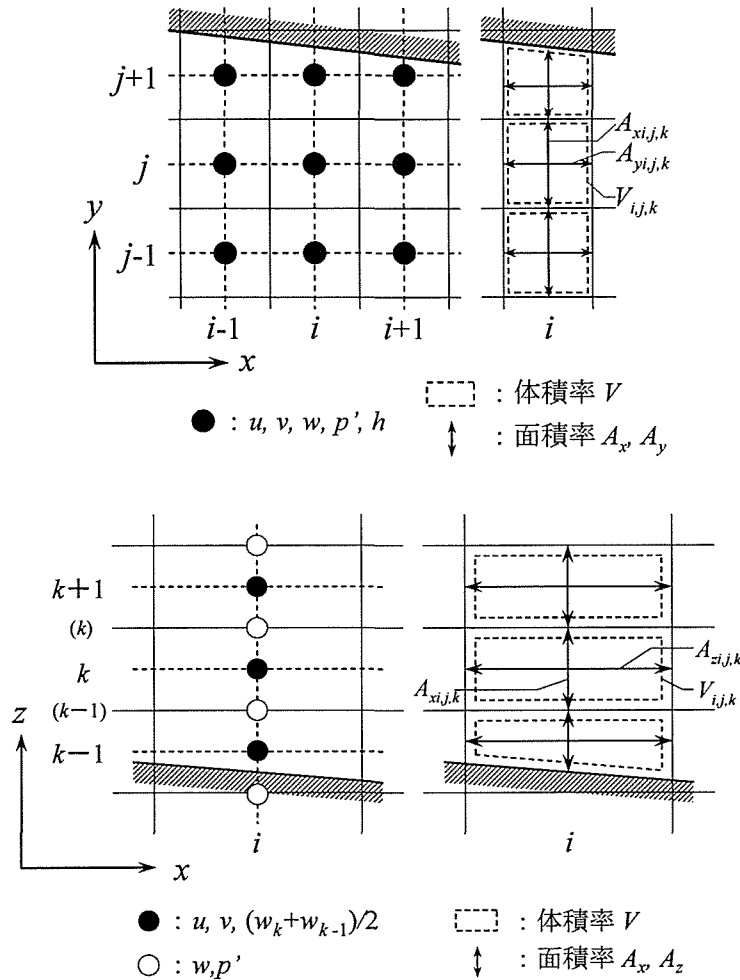


図 2.3 計算諸量の配置図

2.3.1 MacCormack 法による離散化

基礎方程式を解くには、まず時間的・空間的に離散化する必要がある。そこで、本数値モデルでは、離散化に従来から常流・射流が混在した流れ場で比較的良好に適用され、取り扱いも容易である MacCormack 法[12]-[17]を適用する。MacCormack 法は、2 段階 Lax-Wendoroff 法の 1 種として考えられ、時間・空間とも 2 次精度をもつ保存則差分法である。time-step ごとに粗い近似（予測子段階）とその修正（修正子段階）を繰り返して解を求める方法であり、計算式には離散化上の打ち切り誤差による数値振動を制御するため、人工粘性項を付加する必要がある。

まず、基礎方程式(2.1)、式(2.2)および式(2.7)を、跳水のような不連続区間でも連続的に取り扱える保存形でベクトル表示に書き改めると次のようになる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{V} \left(\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} \right) = C \quad \dots\dots\dots (2.36)$$

ここに,

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{pmatrix} h \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} L_{sx}\bar{u}h \\ A_x u^2 \\ A_x uv \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} L_{sy}\bar{v}h \\ A_y uv \\ A_y v^2 \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} 0 \\ A_z uw \\ A_z vw \end{pmatrix}, \\
 C &= \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{V} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2A_x v_i \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_i \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ A_z v_i \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \right] \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{V} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_x v_i \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2A_y v_i \frac{\partial v}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ A_z v_i \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \right] \\ \dots\dots\dots \end{pmatrix} \quad (2.37)
 \end{aligned}$$

であり, 平面2次元の連続式(2.7)の場合は $V = S_s$ である.

次に, $U^n_{i,j,k}$ を格子点 ($x = i\Delta x, y = j\Delta y, z = k\Delta z, t = n\Delta t$) 上の値と定義すると, 式(2.36)は, MacCormack 法により, 式(2.38)および式(2.39)のように予測子段階と修正子段階に離散化される. 式中の Q は人工粘性項を示している. ここで, MacCormack 法では予測子, 修正子の各段階で非対称な空間差分を行い, 全体として中央差分を近似する. そこで, 本数値モデルでは, 予測子段階において後退差分を, 修正子段階において前進差分を適用する. 図 2.4 に MacCormack 法の概要について示す.

【予測子段階】

$$\begin{aligned}
 U^P_{i,j,k} &= U_{i,j,k} - \frac{\Delta t}{\Delta x V_{xi-1,j,k}} \left\{ (E_{i,j,k} - E_{i-1,j,k}) - (A_{xi,j,k} Q_{xi,j,k} - A_{xi-1,j,k} Q_{xi-1,j,k}) \right\} \\
 &\quad - \frac{\Delta t}{\Delta y V_{yi,j-1,k}} \left\{ (F_{i,j,k} - F_{i,j-1,k}) - (A_{yi,j,k} Q_{yi,j,k} - A_{yi,j-1,k} Q_{yi,j-1,k}) \right\} \\
 &\quad - \frac{\Delta t}{\Delta z V_{zi,j,k-1}} (G_{zi,j,k} - G_{zi,j,k-1}) + \Delta t C_{i,j,k} \quad \dots\dots\dots (2.38)
 \end{aligned}$$

【修正子段階】

$$\begin{aligned}
 U^C_{i,j,k} &= \frac{1}{2} (U_{i,j,k} + U^P_{i,j,k}) \\
 &\quad - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x V_{xi,j,k}} \left\{ (E^P_{i+1,j,k} - E^P_{i,j,k}) + (A_{xi+1,j,k} Q^P_{xi+1,j,k} - A_{xi,j,k} Q^P_{xi,j,k}) \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta z V_{yi,j,k}} \left\{ (F^P_{i,j+1,k} - F^P_{i,j,k}) + (A_{yi,j+1,k} Q^P_{yi,j+1,k} - A_{yi,j,k} Q^P_{yi,j,k}) \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta z V_{zi,j,k}} (G^P_{i,j,k+1} - G^P_{i,j,k}) + \frac{1}{2} \Delta t C^P_{i,j,k} \quad \dots\dots\dots (2.39)
 \end{aligned}$$

ただし、 Δt は計算時間間隔、 Δx 、 Δy および Δz はそれぞれ x 方向、 y 方向および z 方向のメッシュ間隔、添え字 i 、 j および k はそれぞれ x 方向、 y 方向および z 方向の断面番号、上付き添え字 P および C はそれぞれ予測子および修正子段階での解である。

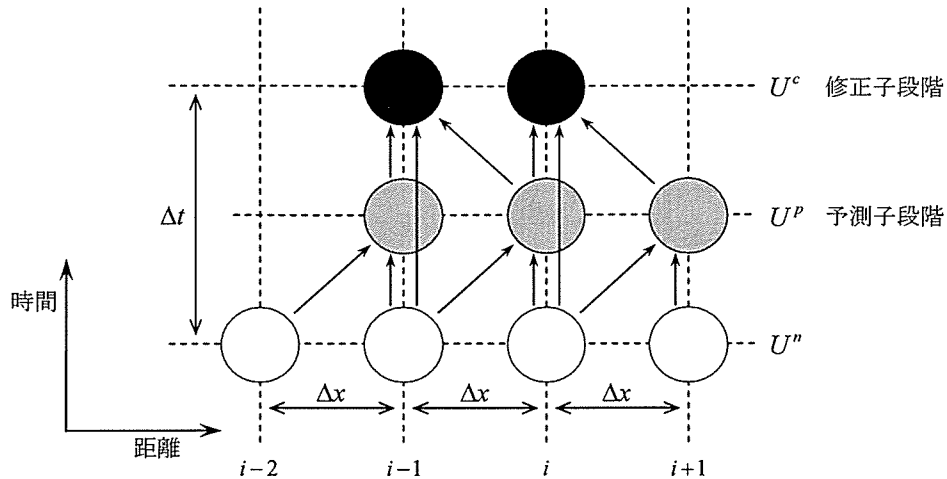


図 2.4 MacCormack 法概要図

また、人工粘性項 Q については拡散型や TVD (Total Variation Diminishing) 型[14] など、従来から様々な形が提案されている。しかし、その一方で実際の計算に適用する場合、人工粘性項をどう扱うかは不明な点が多く、跳水を伴う流れに対する人工粘性項の求め方が報告されてはいる[16]ものの、全ての範囲にわたって計算の不安定性を制御する方法は確立されていない。そのため、本数値モデルでは従来より提案されている一般的な拡散型の人工粘性項[13]を適用する。なお、 z 方向の人工粘性項については付加していない。

$$Q_{xi,j,k} = \frac{K_v}{8} (U_{i+1,j,k} - 2U_{i,j,k} + U_{i-1,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.40)$$

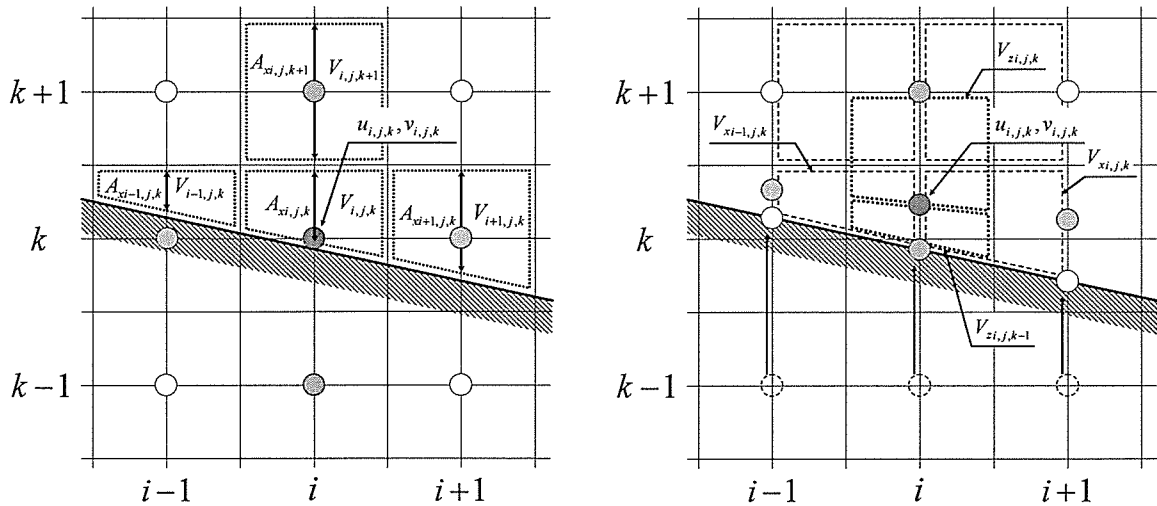
$$Q_{yi,j,k} = \frac{K_v}{8} (U_{i,j+1,k} - 2U_{i,j,k} + U_{i,j-1,k}) \quad \dots\dots\dots (2.41)$$

ここに、 K_v は人工粘性係数である。

[1] 離散化における体積率 V の取り扱いについて

ここでは、離散化された式(2.38)、および式(2.39)における体積率 V についての説明を加える。通常、基礎式に FAVOR 法を導入して計算を行う場合、個々の物理量の定義点が同一ではないスタガード格子を用いる[10]。スタガード格子の場合、1つの格子だけで連続式を自然に表現でき、さらに各方向の圧力勾配がその方向の速度を決めるという、Navier-Stokes 式の性質が自然に表現されるため、FAVOR 法の導入を容易に行うことができる。しかし、本数値モデルで採用している MacCormack 法では、 u 、 v 等の物理量が同一格子点で定義されるレギュラー格子を用いており、また、予測子・修正子の各段階で非対称な空間差分を行うため、図 2.5(a)に示される任意の格子点 (i, j, k) での差分を考えた場合、

その格子における体積率 $V_{i,j,k}$ をそのまま用いたのでは、各軸方向への格子点間距離を表現することができないために、FAVOR 法を導入した計算を行うことが困難となる。



(a) 各軸方向への体積率を考慮しない場合 (b) 各軸方向への体積率を考慮した場合

- : 現在の計算点
- : 差分に必要な計算点
- ⋯ : V_x
- ⋯ : V_z

図 2.5 離散化における各軸方向の体積率について

そこで、本数値モデルでは、図 2.5 (b) に示すように任意の格子計算点から各軸方向の格子計算点までの体積率を、簡易的に式(2.42)および式(2.43)で求め、これにより得られた体積率を予測子・修正子の各段階で用いることにより FAVOR 法の導入を行った。ここで、説明を簡単にするために図 2.5、および式(2.42)、式(2.43)については鉛直 2 次元計算の場合のみを示している。

$$V_{xi,j,k} = \frac{1}{2}(V_{i,j,k} + V_{i+1,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.42)$$

$$V_{zi,j,k} = \frac{1}{2}(V_{i,j,k} + V_{i,j,k+1}) \quad \dots\dots\dots (2.43)$$

例えば、修正子段階で計算点 (i, j, k) と $(i+1, j, k)$ とで前進差分を行う場合、 x 軸方向の差分に用いる体積率 V_x については式(2.42)より求める。その際、図 2.5 (b) に示すように、計算点はその求めた体積率が示す格子に配置されるため、あたかもスタガード格子であるかのように表現することができる。この方法により、図 2.5 (a) のようにメッシュ中央で定義されていた外挿値 [例えば $(i, j, k-1)$ 点] を、図 2.5 (b) に示すように物体界面で定義することができる。以上の方法を各軸方向に適用することにより、本数値モデルへの FAVOR 法の導入を行う。

[2] 圧力項の差分化

x 方向および y 方向の運動方程式中における圧力項については、本章 2.2.4 で示した式 (2.9) および式 (2.10) を差分化し計算を行なう。ここでは、MacCormack 法との整合性を考慮し、予測子段階で後退差分、修正子段階で前進差分を適用する。以下に、予測子段階における x 方向運動方程式の圧力項差分式を示す。

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \\
 &= -g \frac{\xi_{i,j} - \xi_{i-1,j}}{\Delta x} - \frac{1}{\rho} \frac{(p'_{i,j,k} + p'_{i,j,k-1})/2 - (p'_{i-1,j,k} + p'_{i-1,j,k-1})/2}{\Delta x} \dots\dots\dots (2.44)
 \end{aligned}$$

ただし、MacCormack 法では流速と圧力が同一点で定義されるレギュラー格子を採用しているため、計算条件によっては振動解が発生する恐れがある[19]。そこで、本数値モデルでは圧力項の差分式に人工粘性項を導入しているが、詳しくは本章 2.4.2 にて述べる。

[3] 拡散項（粘性項）の差分化

x 方向および y 方向の運動方程式中における拡散項（粘性項）については、基本的に予測子・修正子の両段階で中央差分を適用し計算を行なう。以下に、x 方向運動方程式における拡散項（粘性項）の差分式を示す。

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2A_x v_l \frac{\partial u}{\partial x} \right\} &= \frac{2}{V_{i,j,k} \Delta x} \left\{ A'_{xi,j,k} v_{txi,j,k} \frac{u_{i+1,j,k} - u_{i,j,k}}{[\Delta x_{i+1,j,k} + \Delta x_{i,j,k}]/2} \right. \\
 &\quad \left. - A'_{xi-1,j,k} v_{txi-1,j,k} \frac{u_{i,j,k} - u_{i-1,j,k}}{[\Delta x_{i,j,k} + \Delta x_{i-1,j,k}]/2} \right\} \dots\dots\dots (2.45)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_l \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} &= \frac{1}{V_{i,j,k} \Delta y} \left\{ A'_{yi,j,k} v_{tvi,j,k} \left(\frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j,k}}{[\Delta y_{i,j+1,k} + \Delta y_{i,j,k}]/2} + \frac{v'_{i,j,k} - v'_{i-1,j,k}}{[\Delta x_{i,j+1,k} + \Delta x_{i,j,k}]/2} \right) \right. \\
 &\quad \left. - A'_{yi,j-1,k} v_{tvi,j-1,k} \left(\frac{u_{i,j,k} - u_{i,j-1,k}}{[\Delta y_{i,j,k} + \Delta y_{i,j-1,k}]/2} + \frac{v'_{i,j-1,k} - v'_{i-1,j-1,k}}{[\Delta x_{i,j,k} + \Delta x_{i,j-1,k}]/2} \right) \right\} \dots\dots (2.46)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ A_z v_l \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} &= \frac{1}{V_{i,j,k} \Delta z} \left\{ A'_{zi,j,k} v_{tzi,j,k} \left(\frac{u_{i,j,k+1} - u_{i,j,k}}{[\Delta z_{i,j,k+1} + \Delta z_{i,j,k}]/2} + \frac{w_{i+1,j,k} - w_{i-1,j,k}}{\Delta x'_{i,j,k} + \Delta x'_{i-1,j,k}} \right) \right. \\
 &\quad \left. - A'_{zi,j,k-1} v_{tzi,j,k-1} \left(\frac{u_{i,j,k} - u_{i,j,k-1}}{[\Delta z_{i,j,k} + \Delta z_{i,j,k-1}]/2} + \frac{w_{i+1,j,k-1} - w_{i-1,j,k-1}}{\Delta x'_{i,j,k-1} + \Delta x'_{i-1,j,k-1}} \right) \right\} \dots\dots (2.47)
 \end{aligned}$$

ただし、

$$A'_{xi,j,k} = \frac{1}{2} (A_{xi+1,j,k} + A_{xi,j,k}) \dots\dots\dots (2.48)$$

$$A'_{yi,j,k} = \frac{1}{2} (A_{yi,j+1,k} + A_{yi,j,k}) \dots\dots\dots (2.49)$$

$$A'_{zi,j,k} = \frac{1}{2} (A_{zi,j,k+1} + A_{zi,j,k}) \dots\dots\dots (2.50)$$

$$v_{xi,j,k} = \frac{1}{2}(v_{i+1,j,k} + v_{i,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.51)$$

$$v_{yi,j,k} = \frac{1}{2}(v_{i,j+1,k} + v_{i,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.52)$$

$$v_{zi,j,k} = \frac{1}{2}(v_{i,j,k+1} + v_{i,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.53)$$

$$v'_{i,j,k} = \frac{1}{4}(v_{i+1,j+1,k} + v_{i+1,j,k} + v_{i,j+1,k} + v_{i,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.54)$$

$$\Delta x'_{i,j,k} = \frac{1}{4}(\Delta x_{i+1,j,k+1} + \Delta x_{i+1,j,k} + \Delta x_{i,j,k+1} + \Delta x_{i,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.55)$$

であり、 $v_{i,j,k}$ は任意の格子点 (i, j, k) における渦動粘性係数である。y 方向運動方程式における拡散項（粘性項）についてもほぼ同様の差分式となる。

2.3.2 鉛直方向流速の計算方法

本研究では、常流・射流混在場における構造物周辺の鉛直流の卓越する領域についても解析対象としているため、鉛直方向流速 w の算定が重要になる。本数値モデルにおいて、 w は連続式を積分して求まる式(2.6)を差分化し河床での境界条件により解かれるわけであるが、 u, v 等の物理量を同一格子点上で定義するレギュラー格子を用いているために、差分方向を一定にすると複雑境界上において誤差が生じる可能性がある。そこで、MacCormack 法との整合性を高めるため、 w を求める際には式(2.6)を以下のように差分化する。この時、面積率 A_z は任意の格子内において流体の占める体積を z 軸方向に等分する断面で定義しているため、 w の定義位置と空間的な誤差が生じ、また、計算方向によっても各軸方向の計算点までの距離による誤差が生じる。そこで、図 2.6 に示すように、 w を求める際の面積率 A_z については、隣接メッシュにおける面積率 A_z との平均をとることにより解決を図る。なお、 w の計算は予測子・修正子の各段階において、 $u(u^p)$ および $v(v^p)$ を既知量として得た段階で行う。

$$w_{Bi,j,k} = \frac{A'_{zi,j,k-1}}{A'_{zi,j,k}} w_{Bi,j,k-1} - \frac{\Delta z}{A_{zxi-1,j,k}} \left(\frac{A_{xi,j,k} u_{i,j,k} - A_{xi-1,j,k} u_{i-1,j,k}}{\Delta x} \right) - \frac{\Delta z}{A_{zyi,j-1,k}} \left(\frac{A_{yi,j,k} v_{i,j,k} - A_{yi,j-1,k} v_{i,j-1,k}}{\Delta y} \right) \quad \dots\dots\dots (2.56)$$

$$w_{Fi,j,k} = \frac{A'_{zi,j,k-1}}{A'_{zi,j,k}} w_{Fi,j,k-1} - \frac{\Delta z}{A_{zxi,j,k}} \left(\frac{A_{xi+1,j,k} u_{i+1,j,k} - A_{xi,j,k} u_{i,j,k}}{\Delta x} \right) - \frac{\Delta z}{A_{zyi,j,k}} \left(\frac{A_{yi,j+1,k} v_{i,j+1,k} - A_{yi,j,k} v_{i,j,k}}{\Delta y} \right) \quad \dots\dots\dots (2.57)$$

$$w_{i,j,k} = \frac{1}{2}(w_{Bi,j,k} + w_{Fi,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.58)$$

ここに、 w は鉛直方向流速、 w_B は後退差分より得られる w 、 w_F は前進差分より得られる w である。

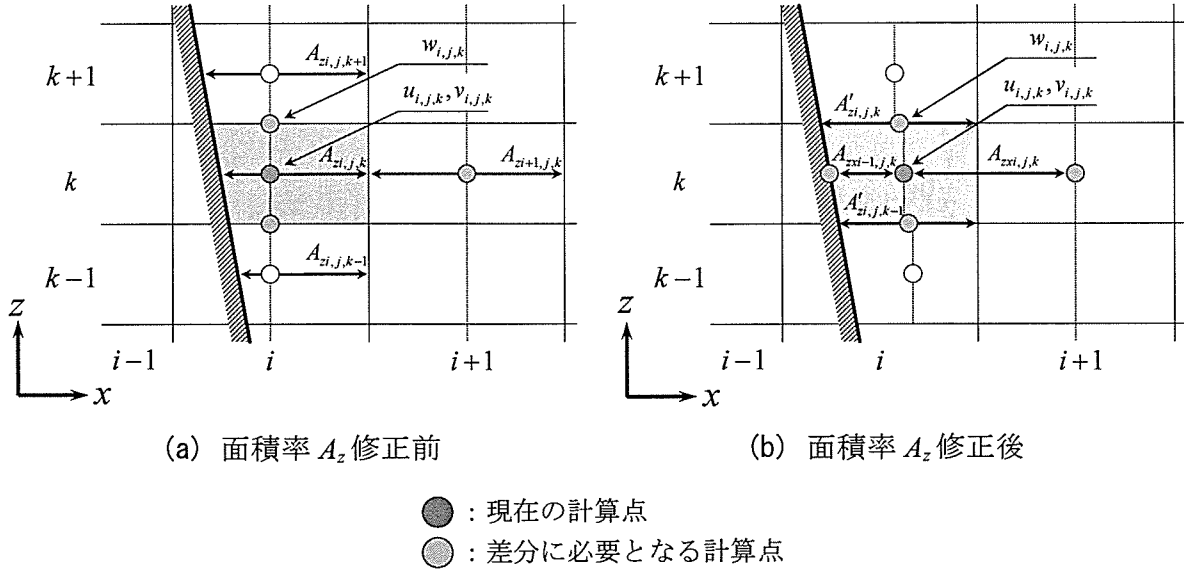


図 2.6 面積率 A_z の取扱いについて

式(2.56)および式(2.57)中における面積率 $A'_{zi,j,k}$ 、 $A_{zxi,j,k}$ および $A_{zyi,j,k}$ は、図 2.6 に示すように、隣接メッシュにおける面積率 A_z との平均値を示している。以下に、 $A_{zxi,j,k}$ および $A_{zyi,j,k}$ についての計算式を示す。

$$A_{zxi,j,k} = \frac{1}{2} (A_{zi+1,j,k} + A_{zi,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.59)$$

$$A_{zyi,j,k} = \frac{1}{2} (A_{zi,j,k+1} + A_{zi,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.60)$$

ただし、 $A'_{zi,j,k}$ については式(2.50)より算定する。

2.3.3 圧力偏差の計算方法

静水圧からの偏差である圧力偏差 p' は、水面で p' が 0 という境界条件のもと、式(2.12)を式(2.61)のように差分化して解くことにより陽的に求めることができる。以下、その差分式を示す。

$$p'_{i,j,k} = p'_{i,j,k+1} + \rho \Delta z \left[\frac{A_x}{V} u \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{A_y}{V} v \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{A_z}{V} w \frac{\partial w}{\partial z} \right] - \rho \Delta z \left[\frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_x v_t \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_t \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} + \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2A_z v_t \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (2.61)$$

[1] 移流項の差分化

移流項の差分化については、各軸方向における格子境界上の鉛直方向流速 w の近似として、3次精度 QUICK 法を適用する[20]。ただし、境界（水面、河床、側壁）近傍では数値計算上の安定性を考慮し、1次精度風上差分法を適用する。

$$\frac{A_x}{V} u \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{u_{i,j,k}}{V_{i,j,k}} \frac{A'_{xi,j,k} w_E - A'_{xi-1,j,k} w_W}{\Delta x} \dots\dots\dots (2.62)$$

$$\begin{cases} w_E = \frac{1}{2}(w'_{i+1,j,k} + w'_{i,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i+1,j,k} - 2w'_{i,j,k} + w'_{i-1,j,k}) \\ w_W = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k} + w'_{i-1,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j,k} - 2w'_{i-1,j,k} + w'_{i-2,j,k}) \end{cases} ; u_{i,j,k} \geq 0 \dots\dots (2.63)$$

$$\begin{cases} w_E = \frac{1}{2}(w'_{i+1,j,k} + w'_{i,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i+2,j,k} - 2w'_{i+1,j,k} + w'_{i,j,k}) \\ w_W = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k} + w'_{i-1,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i+1,j,k} - 2w'_{i,j,k} + w'_{i-1,j,k}) \end{cases} ; u_{i,j,k} < 0 \dots\dots (2.64)$$

$$\frac{A_y}{V} v \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{v_{i,j,k}}{V_{i,j,k}} \frac{A'_{yi,j,k} w_N - A'_{yi,j-1,k} w_S}{\Delta y} \dots\dots\dots (2.65)$$

$$\begin{cases} w_N = \frac{1}{2}(w'_{i,j+1,k} + w'_{i,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j+1,k} - 2w'_{i,j,k} + w'_{i,j-1,k}) \\ w_S = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k} + w'_{i,j-1,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j,k} - 2w'_{i,j-1,k} + w'_{i,j-2,k}) \end{cases} ; v_{i,j,k} \geq 0 \dots\dots (2.66)$$

$$\begin{cases} w_N = \frac{1}{2}(w'_{i,j+1,k} + w'_{i,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j+2,k} - 2w'_{i,j+1,k} + w'_{i,j,k}) \\ w_S = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k} + w'_{i,j-1,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j+1,k} - 2w'_{i,j,k} + w'_{i,j-1,k}) \end{cases} ; v_{i,j,k} < 0 \dots\dots (2.67)$$

$$\frac{A_z}{V} w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{w'_{i,j,k}}{V_{i,j,k}} \frac{A'_{zi,j,k} w_U - A'_{zi,j,k-1} w_D}{\Delta z} \dots\dots\dots (2.68)$$

$$\begin{cases} w_U = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k+1} + w'_{i,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j,k+1} - 2w'_{i,j,k} + w'_{i,j,k-1}) \\ w_D = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k} + w'_{i,j,k-1}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j,k} - 2w'_{i,j,k-1} + w'_{i,j,k-2}) \end{cases} ; w'_{i,j,k} \geq 0 \dots\dots (2.69)$$

$$\begin{cases} w_U = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k+1} + w'_{i,j,k}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j,k+2} - 2w'_{i,j,k+1} + w'_{i,j,k}) \\ w_D = \frac{1}{2}(w'_{i,j,k} + w'_{i,j,k-1}) - \frac{1}{8}(w'_{i,j,k+1} - 2w'_{i,j,k} + w'_{i,j,k-1}) \end{cases} ; w'_{i,j,k} < 0 \dots\dots (2.70)$$

ここに、

$$w'_{i,j,k} = \frac{1}{2}(w_{i,j,k} + w_{i,j,k-1}) \dots\dots\dots (2.71)$$

であり、 $A'_{xi,j,k}$ 、 $A'_{yi,j,k}$ および $A'_{zi,j,k}$ についてはそれぞれ式(2.48)～式(2.50)により算定する。

[2] 拡散項 (粘性項) の差分化

拡散項 (粘性項) の差分化には中央差分を適用する.

$$\frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_x v_t \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} = \frac{1}{V_{i,j,k} \Delta x} \left\{ A'_{xi,j,k} v_{txi,j,k} \left(\frac{w'_{i+1,j,k} - w'_{i,j,k}}{[\Delta x_{i+1,j,k} + \Delta x_{i,j,k}]/2} + \frac{u''_{i,j,k} - u''_{i,j,k-1}}{[\Delta z_{i+1,j,k} + \Delta z_{i,j,k}]/2} \right) - A'_{xi-1,j,k} v_{txi-1,j,k} \left(\frac{w'_{i,j,k} - w'_{i-1,j,k}}{[\Delta x_{i,j,k} + \Delta x_{i-1,j,k}]/2} + \frac{u''_{i-1,j,k} - u''_{i-1,j,k-1}}{[\Delta z_{i,j,k} + \Delta z_{i-1,j,k}]/2} \right) \right\} \dots (2.72)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_y v_t \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} = \frac{1}{V_{i,j,k} \Delta y} \left\{ A'_{yi,j,k} v_{tyi,j,k} \left(\frac{w'_{i,j+1,k} - w'_{i,j,k}}{[\Delta y_{i,j+1,k} + \Delta y_{i,j,k}]/2} + \frac{v''_{i,j,k} - v''_{i,j,k-1}}{[\Delta z_{i,j+1,k} + \Delta z_{i,j,k}]/2} \right) - A'_{yi,j-1,k} v_{tyi,j-1,k} \left(\frac{w'_{i,j,k} - w'_{i,j-1,k}}{[\Delta y_{i,j,k} + \Delta y_{i,j-1,k}]/2} + \frac{v''_{i,j-1,k} - v''_{i,j-1,k-1}}{[\Delta z_{i,j,k} + \Delta z_{i,j-1,k}]/2} \right) \right\} \dots (2.73)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2A_z v_t \frac{\partial w}{\partial z} \right\} = \frac{2}{V_{i,j,k} \Delta z} \left\{ A'_{zi,j,k} v_{tzi,j,k} \frac{w'_{i,j,k+1} - w'_{i,j,k}}{[\Delta z_{i,j,k+1} + \Delta z_{i,j,k}]/2} - A'_{zi,j,k-1} v_{tzi,j,k-1} \frac{w'_{i,j,k} - w'_{i,j,k-1}}{[\Delta z_{i,j,k} + \Delta z_{i,j,k-1}]/2} \right\} \dots (2.74)$$

ただし,

$$u''_{i,j,k} = \frac{1}{4} (u_{i+1,j,k+1} + u_{i+1,j,k} + u_{i,j,k+1} + u_{i,j,k}) \dots (2.75)$$

$$v''_{i,j,k} = \frac{1}{4} (v_{i,j+1,k+1} + v_{i,j+1,k} + v_{i,j,k+1} + v_{i,j,k}) \dots (2.76)$$

であり, $A'_{xi,j,k}$, $A'_{yi,j,k}$ および $A'_{zi,j,k}$ についてはそれぞれ式(2.48)~式(2.50)より, $v_{txi,j,k}$, $v_{tyi,j,k}$ および $v_{tzi,j,k}$ については式(2.51)~式(2.53)より, また $w'_{i,j,k}$ については式(2.71)より算定する.

[3] 圧力偏差に関する壁面境界条件について

圧力偏差に関する壁面での境界条件については, 段落ち流れを対象とした中本[21]の研究により詳しく検討されている. それによると, 段落ち流れについては境界条件の違いが流れに与える影響は微小であるとしており, 図 2.7 に示される I や II の領域における鉛直方向の圧力分布を考慮すること自体が重要であるとしている. そこで, 本研究では実用性を考慮し, 取り扱いを簡単にするべく次のような境界条件としている.

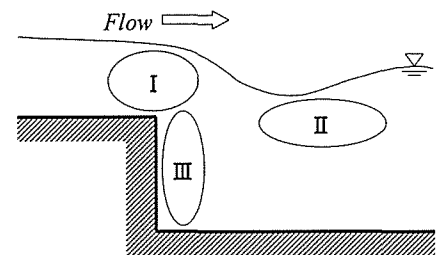


図 2.7 圧力偏差の影響範囲

$$g \frac{\partial \xi}{\partial x} \Big|_{x=x_w} = 0, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \Big|_{x=x_w} = 0 \dots (2.77)$$

$$g \frac{\partial \xi}{\partial y} \Big|_{y=y_w} = 0, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} \Big|_{y=y_w} = 0 \dots (2.78)$$

ここに, x_w および y_w はそれぞれ壁面位置における x および y 座標である.

〔4〕移流項の差分法の違いによる影響について

従来、著者が取り扱っていたモデルでは、 z 方向運動方程式の移流項に対して1次精度の風上差分法を適用していた[22]. しかし、移流項に対して低精度の差分法を適用した場合、安定した計算が期待できる反面、数値粘性が大きく表われてしまい、全体的に解が平滑化されてしまう[23]. そこで、本数値モデルでは移流項に3次精度の QUICK 法を適用しているが、それによる影響を検討するため、従来[22]と同様の計算条件のもと、段落ち流れの数値計算による比較を行う. 図 2.8 にそれぞれ(a)実験値, (b)1次精度風上差分法による計算値, および(c)3次精度 QUICK 法による計算値の等流速線図を示す. 図から分かるように、従来のモデル(1次精度風上差分法)では段落ち直下流部の底面付近における主流速の加速が見られず、その流速値が小さく再現されている. 一方、QUICK 法を適用した本数値モデルでは、段落ち下流部の底面付近における主流速の加速が確認でき、さ

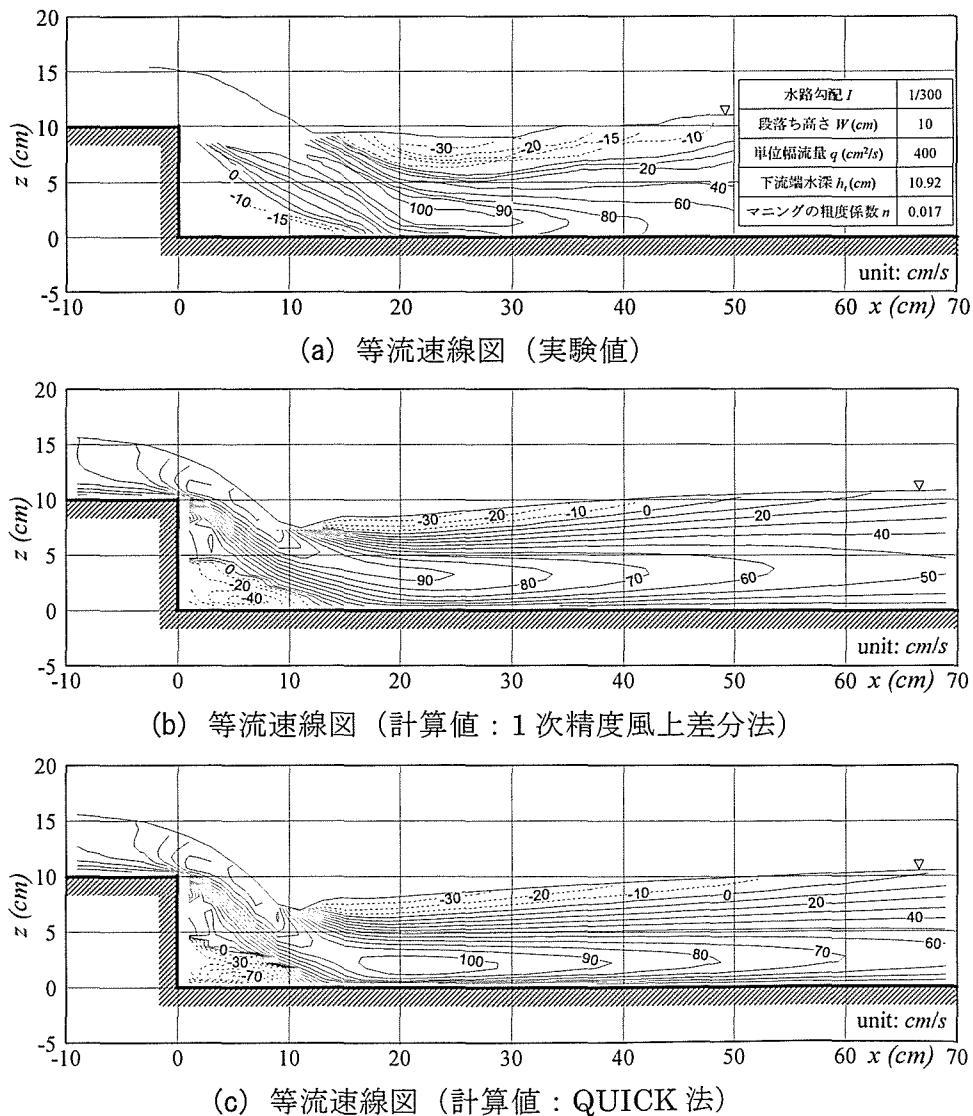


図 2.8 移流項差分法の違いによる流況の比較図 (段落ち流れ: 潜り噴流状態)

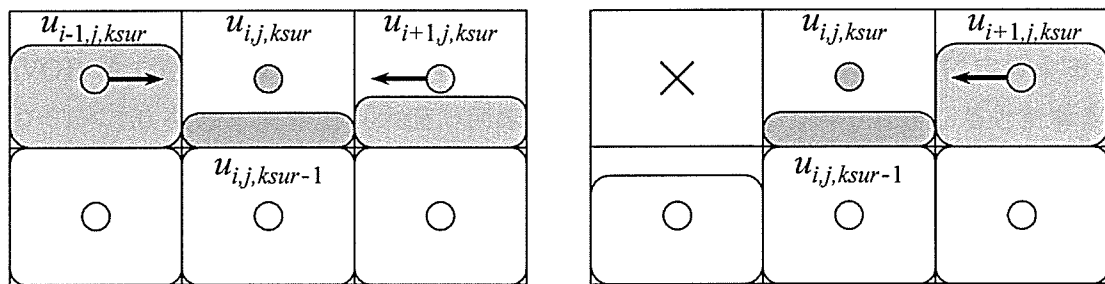
らに流速値についても実験値とほぼ同程度となっている点など、かなり改善されていることが分かる。この様な、移流項の差分精度による解への影響は前野ら[5]による魚道内の流況解析でも同様に指摘されており、また、河床変動計算を行なう場合、底面近傍流速の再現性が重要となることから、移流項の差分精度が非常に重要であることが分かる。

2.4 その他の諸条件について

本研究では、これまでに述べてきた基礎式、境界条件およびその計算方法を用いることにより数値計算を進めていく。ここでは、その他の諸条件について示す。

2.4.1 新規共存メッシュにおける流速値の推定法について

自由水面における境界条件については本章 2.2.5 にて述べたが、本数値モデルでは計算格子にデカルト座標系の長方形等間隔メッシュを採用しているため、水深が増加した際に水面境界において新しく気液共存メッシュが生成される。ここでは、その新しく生成されたメッシュを新規共存メッシュと呼ぶことにするが、この新規共存メッシュはあくまでも水深の増加だけによって決定されるものであるため流速値が与えられていない。そのため、この新規共存メッシュにおける流速値を推定する必要があるが、水面変動の大きな段落ち下流部、あるいは跳水の発生するような流れ場では、その推定方法が非常に重要となる。ここでは、その新規共存メッシュにおける流速値の推定方法について説明する[22]。



(a) 両側から流入してくる場合

(b) 片側から流入してくる場合

- : 新規共存メッシュ
- ◻ : 新規共存メッシュへの流入流速値が存在するメッシュ

図 2.9 モデル化後の水面境界における新規共存メッシュの取扱い

まず、本数値モデルでは、水面境界における各格子内の水面形状を、図 2.9 に示すようにフラットにモデル化している。そして、水面境界に Free-Slip 条件を課していることを考慮し、境界流速値について通常は1つ下のメッシュと同等の流速値を与えるものとしている。しかし、図 2.9 (a), (b) に示されるように、新規共存メッシュに流入してくるような流速値が存在する時、(a) 両側からの流入流速値が存在する場合には式(2.79)により、また (b) 片側（ここでは上流側）からの流入流速値が存在するような場合には式(2.80)により境界流速値を与えるものとした。ここで、図 2.9, および式(2.79), 式(2.80)については x 方向についてのみの説明となっているが、 y 方向についても同様である。

$$u_{i,j,ksur} = (u_{i+1,j,ksur} + u_{i-1,j,ksur}) / 2 \quad \dots\dots\dots (2.79)$$

$$u_{i,j,ksur} = (u_{i,j,ksur-1} + u_{i-1,j,ksur}) / 2 \quad \dots\dots\dots (2.80)$$

ここに、 $ksur$ は新規共存メッシュの z 方向メッシュ番号である。

2.4.2 圧力項差分式における人工粘性項の付加について

本数値モデルにおける x 方向および y 方向運動方程式中の圧力項について、通常は式(2.44)のように差分化し計算を行なうわけであるが、MacCormack 法では流速と圧力が同一格子点で定義されているためにジグザグの圧力振動を許してしまい[19]、各種の予備計算により、条件によっては計算が発散してしまう場合があった。図 2.10 は、道上ら[24]により行われた床固め工直下流部における局所洗掘孔内の流況計算を行なったものであるが、図からも分かるように、ジグザグの数値振動を引き起こしている。そこで、本数値モデルでは、式(2.44)における圧力偏差の差分式に、圧力偏差に関する拡散型の人工粘性項を導入することによりこの問題を解決する。

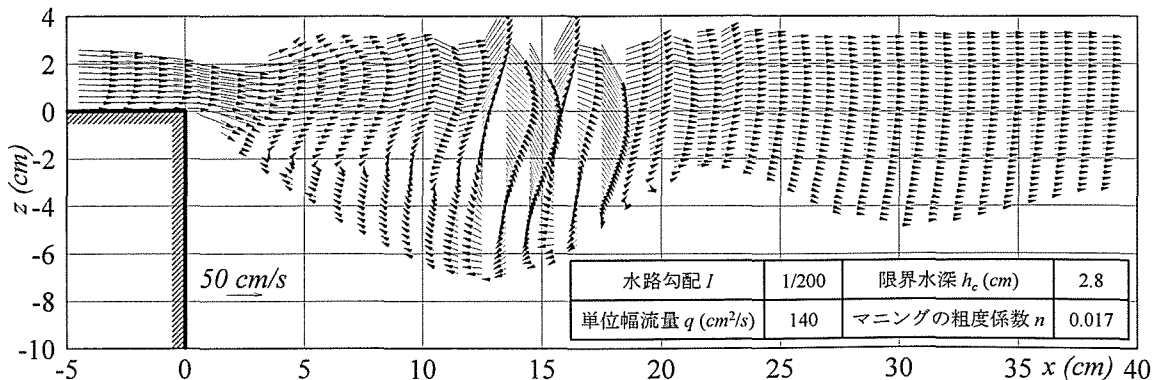


図 2.10 局所洗掘孔内における流速ベクトル図 (計算値：人工粘性項導入前)

【予測子段階】

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \\
 &= -g \frac{\xi_{i,j} - \xi_{i-1,j}}{\Delta x} - \frac{1}{\rho \Delta x} \left\{ (p''_{i,j,k} - p''_{i-1,j,k}) - (Q_{xpi,j,k} - Q_{xpi-1,j,k}) \right\} \quad \dots\dots\dots (2.81)
 \end{aligned}$$

【修正子段階】

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \\
 &= -g \frac{\xi_{i+1,j} - \xi_{i,j}}{\Delta x} - \frac{1}{\rho \Delta x} \left\{ (p''_{i+1,j,k} - p''_{i,j,k}) + (Q_{xpi+1,j,k} - Q_{xpi,j,k}) \right\} \quad \dots\dots\dots (2.82)
 \end{aligned}$$

ここに,

$$Q_{xpi,j,k} = \frac{K_{VP}}{8} (p''_{i+1,j,k} - 2p''_{i,j,k} + p''_{i-1,j,k}) \quad \dots\dots\dots (2.83)$$

$$p''_{i,j,k} = \frac{1}{2} (p'_{i,j,k} + p'_{i,j,k-1}) \quad \dots\dots\dots (2.84)$$

であり、 K_{VP} は圧力偏差に関する人工粘性係数である。

この人工粘性係数 K_{VP} については、流れに関する人工粘性係数 K_V よりも 1 オーダー程度小さい値を設定することにより安定した計算を行なうことができたが、この人工粘性項付加の妥当性あるいは K_{VP} に関する一般的な設定方法については確立されておらず、今後の検討課題である。

2.4.3 最小体積率 V_{min} について

FAVOR 法で定義される体積率 V については、図 2.11 に示されるように定義するが、 V が $0.0 < V < 1.0$ をとる境界上（水面、河床、側壁）において、 $V \approx 0.0$ となると計算が発散する恐れがある。そこで、本数値モデルでは最小体積率 V_{min} を設定し、計算格子上の体積率 V が $V < V_{min}$ の場合 $V = 0.0$ として計算を行う。ここでは、勾配 1/100、マニングの粗度係数 $n = 0.035$ の直線水路において、単位幅流量 $q = 83.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、等流水深 $h_0 = 3.01 \text{ cm}$ の等流計算を行い、計算水深と等流水深との誤差より V_{min} の設定を行った。結果として、図 2.12 に最小体積率 V_{min} の変化による計算水深と等流水深との誤差の変化を示す。図から分かるように、最小体積率 V_{min} を小さくするほど等流水深との誤差も小さくなっている。しかし、最小体積率 V_{min} を小さくするほど計算時間間隔 Δt もより小さく設定しなければならず、本数値モデルでは実用性を考慮し、 $V_{min} = 20\%$ ($\Delta z \times V_{min} = 0.1 \text{ cm}$) を採用する。この場合、計算水深と等流水深との平均誤差は 0.3% 程度であり、工学的に十分な精度であるといえる。

また、図 2.11 に示すように、計算における各境界の区別を容易にするため、物理的には意味を持たない配列(F)を用意し計算に組み込んでいる。

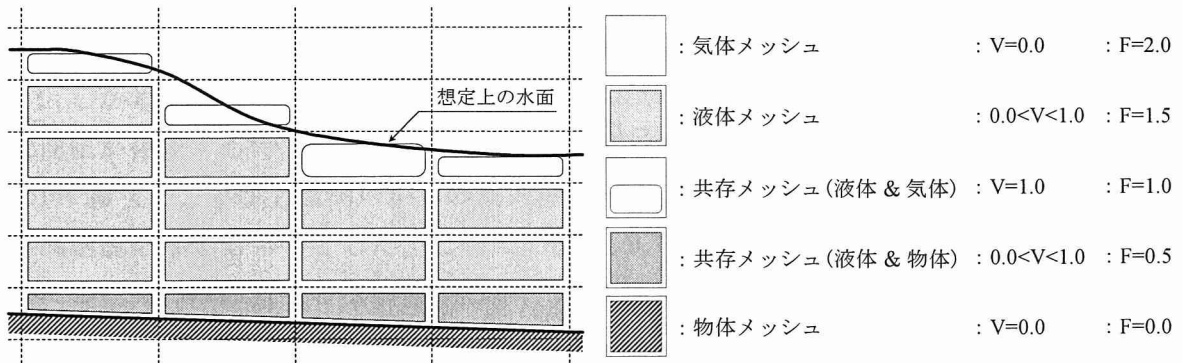


図 2.11 各メッシュにおける体積率 V および F 値について

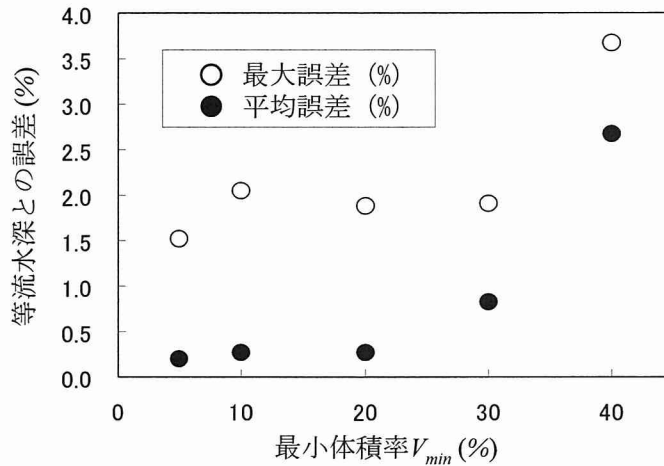


図 2.12 最小体積率 V_{min} と水深誤差との関係

2.4.4 流れの計算時間間隔について

数値計算においては、数値的な影響領域が物理的な特性領域を包含していなければ、そのスキームは不安定になってしまう。これは、計算時間間隔 Δt が大きすぎるか、あるいは Δx が小さすぎるかのいずれかにあたる。そこで、 Δt に関しては Courant, Friedrichs, Lewy により提唱された安定条件である、CFL 条件より決定する。ここで、本数値モデルでは基礎式に FAVOR 法を導入しているため、fractional area と fractional volume の影響を考慮した式(2.85)に示される CFL 条件により Δt を決定する。

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\frac{A_{\max}}{V_{\min}} (|u| + \sqrt{gh})_{\max}} \quad \dots\dots\dots (2.85)$$

ただし、実際の計算ではより安定した計算を行なうため、上式のさらに 1/10 程度の Δt を使用している。

2.4.5 河床の干上がりと水深の回復について

本数値モデルでは実用性を重視し、自由水面位置の決定には式(2.7)で示される平面2次元の連続式を採用している。この式では水面形状を連続面として捉えるため、河川急拡部あるいは構造物背後など、計算条件によっては極端な水位低下が発生する地点においても常に水深が存在するように算定される。そのため、極めて水深が薄くなる地点では、式(2.85)に示される CFL 条件を満たすことができなくなり、計算が発散する恐れがある。

そこで、本数値モデルではその様な数値発散を避けるため、水位の低下に伴う河床の干上がりと水深の回復をモデルに組み入れるものとする[16]。すなわち、水深がある値 (h_{min}) 以下になると、その位置では河床の干上がり ($h_{i,j} = 0.0$) が発生し、一方、対象としているメッシュ周辺の水深がある値 (h_{max}) 以上になるとその位置での水深は回復 ($h_{i,j} = h_{max}$) して水が流れ始めるものとする。ここで、 h_{min} および h_{max} の各値については、予備計算により試行錯誤的に決定しており、概ね以下のようにすると安定した計算を行うことができる。

$$h_{min} = V_{min} \times \Delta z \quad \dots\dots\dots (2.86)$$

$$h_{max} = (1.5 \sim 2.0) \times V_{min} \times \Delta z \quad \dots\dots\dots (2.87)$$

ここに、 V_{min} は最小体積率である。

2.4.6 計算手順

計算は、図 2.13 に示す手順に従って実行する。初期推定値としての u , v および h は、鉛直2次元計算の場合 $u = \bar{u}$, $v = 0$, $\xi = h+z = const$ として与え、3次元計算においては2次元浅水流モデル[16]を用いて求めた \bar{u} , \bar{v} および h を与える。 w および p' については、鉛直2次元計算および3次元計算とも全計算点で0を与える。これらの初期推定値をもとに、各変量の更新を前節で示した差分式を用いて行う。ここで、通水時間 t_{max} については、予め十分な定常解が得られる時間を予備計算により決定しているが、定常解が得られないケースが存在したのでそれについては後述する。

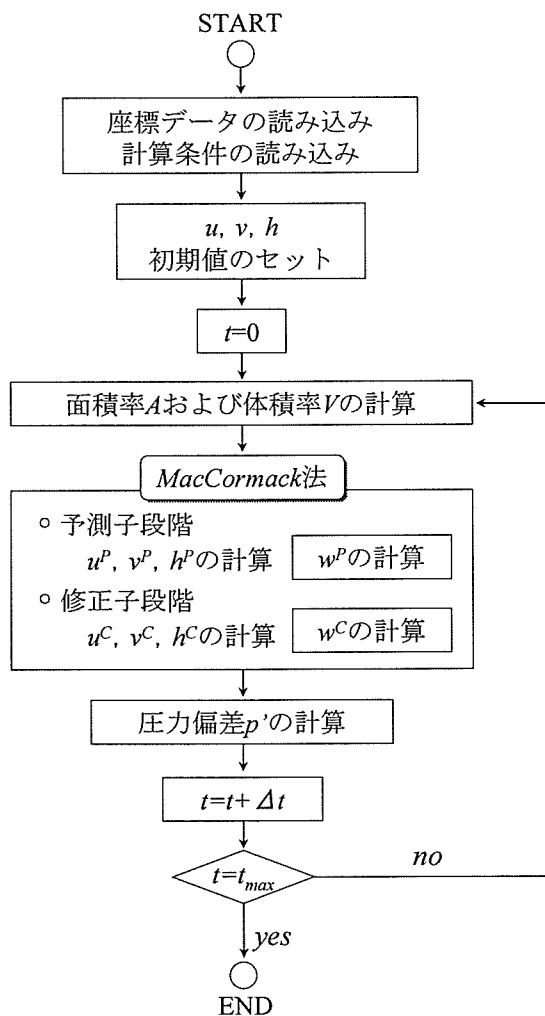


図 2.13 3次元流れの計算フローチャート

2.5 結語

本章では、圧力分布に非静水圧を考慮し、レイノルズ応力の評価には実用性を考慮して渦動粘性係数の θ -方程式モデルを採用した、3次元流れの数値計算手法について論じた。計算格子には、計算アルゴリズムを比較的容易に考えることができるデカルト座標系の長方形等間隔メッシュを採用し、それにより発生する境界問題を克服するため、複雑境界形状でも滑らかに境界条件を課すことのできる FAVOR 法を基礎方程式に導入した。基礎方程式の離散化には常流・射流混在場でも適用可能である MacCormack 法を採用し、具体的な離散化方法について示した。さらに、段落ち流れに関する従来の計算結果との比較から圧力偏差算定における移流項差分精度の重要性を指摘し、また、レギュラー格子における圧力項差分式に関する人工粘性項の導入について提案した。

— 第2章 参考文献 —

- [1] 清水康行：沖積河川における流れと河床変動の予測手法に関する研究，北海道大学審査学位論文，1991.
- [2] 川島幹雄，福岡捷二：床固め工周辺の河床変動計算法に関する研究，水工学論文集第39巻，pp.689-694，1995.
- [3] 前野詩朗，小川信，上間矢次：段波通過時の水制周辺の局所洗掘の解析，水工学論文集，第48巻，pp.817-822，2004.
- [4] C. W. Hirt and B. D. Nichols: Volume of Fluid (VOF) METHOD for the Dynamics of Free Boundaries, *Journal of Computational Physics* 39, pp.201-225, 1981.
- [5] 前野詩朗，尾上博則，宮内洋介：VOF法による階段式魚道の流れの数値解析，水工学論文集第45巻，pp.421-426，2001.
- [6] 米山望，松山昌史，田中寛好：1993年北海道南西沖地震津波における局所遡上の数値解析，土木学会論文集，No.705/II-59，pp.139-150，2002.
- [7] 牛島省，田中伸和：3次元境界適合座標系を用いた局所洗掘現象の数値解析，水工学論文集第39巻，pp.683-688，1995.
- [8] 長田信寿，細田尚，村本嘉雄，中藤達昭：3次元移動座標系・非平衡流砂モデルによる水制周辺の河床変動解析，土木学会論文集，No.684/II-56，pp.21-34，2001
- [9] 檜谷治：河川および浅水湖の3次元流れと平面2次元河床変動に関する研究，京都大学学位論文，1992.
- [10] C. W. Hirt and J. M. Sicilian: A Porosity Technique for the Definition of Obstacle in Rectangular Cell Meshes, Flow Science, Inc. Los Alamos, New Mexico, pp.450-469, August 1985.
- [11] C. W. Hirt: Volume-fraction techniques: Powerful tools for wind engineering, *Journal of Wind Engineering*, No.52, pp.333-344, 1992.
- [12] MacCormack, R. W.: The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Creating, AIAA, pp.69-354, 1969.
- [13] 日本機械工学会編：流れの数値シミュレーション，コロナ社，第2章，pp.106-108，1989.
- [14] 川村三郎，中谷剛：TVD-MacCormack法による常・射流混在流の数値計算法，水工学論文集第37巻，pp.763-768，1993.
- [15] Chin-Lien Yen, Charles C. S. and Ming-Hseng Tseng: Numerical Simulation of Flow and Scour around A Square Pier, 9th Congress of The Asian and Pacific Division of The International Association for Hydraulic Research, Proceedings Vol.2, pp.368-375, 1994.
- [16] 日下部重幸：急勾配水路における常流・射流の混在する流れと河床変動に関する研究，

鳥取大学学位論文, 1997.

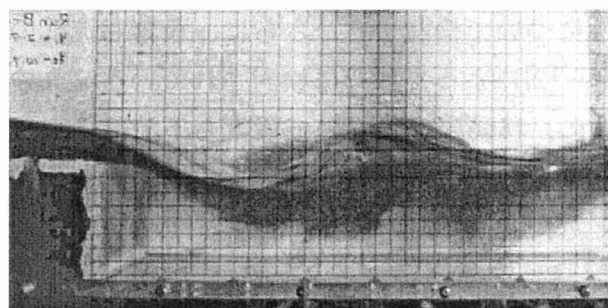
- [17] Liu Yu-Ling: Study of The Mathematical Model for Numerical Solution of Supercritical Surface Flows, XXIX IAHR Congress Proceedings, Theme D Vol.1, pp.390-396, Beijing, China, 2001
- [18] 熊谷洋, 小田桐悦郎: 発電所取水路内流況予測におけるシミュレーション結果の信頼性, 水工学論文集第43巻, pp.479-484, 1999.
- [19] 荒川忠一: 数値流体工学, 東京大学出版, pp.41-43, 1994.
- [20] 前出文献[19], pp.36-37.
- [21] 中本英利: 段落ち部における常・射流混在流れの数値解析, 鳥取大学修士論文, 2000.
- [22] 梶川勇樹, 道上正規, 松原雄平, 檜谷治, 中本英利: 段落ち部における常射流混在流れの数値計算, 水工学論文集第47巻, pp.823-828, 2003.
- [23] 川村哲也: 流体解析 I, 朝倉書店, pp.44-48, 1996.
- [24] 道上正規, 鈴木幸一, 川津幸治: 床固め工直下流部の局所洗掘過程のモデル化, 京都大学防災研究所年報, 第25号 B-2, pp.493-507, 1982.

第3章 鉛直2次元流数値計算モデルの 適用性に関する研究

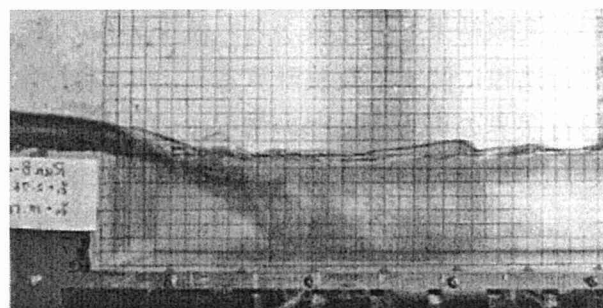
3.1 概説

本研究では、平面的な河床変動について高精度に予測することができる数値計算モデルの開発を目的とし、第2章ではその河床変動計算を行なうための流れの計算方法として、3次元流れの数値計算モデルを提案した。そこで、その数値モデルの妥当性について検討を行う必要があるが、対象とする流れ場を3次元流モデルにより解析し、そのモデルの妥当性を得るためには、解に大きな影響を与える各境界条件（自由水面、河床、側壁など）が適切に設定・導入されている必要がある。しかし、本数値モデルでは基礎的にFAVOR法を（河床、側壁境界に対して）導入しており、さらに水面境界には前章2.4.1で示したような方法を適用しているため、側壁境界を有する3次元的な流れ場において、これらの導入効果および数値モデルの妥当性を同時に検討することは難しい。そこで、本章ではまず、側壁境界を無視し、流下方向および鉛直方向の流れのみを考慮した鉛直2次元流数値計算モデルにより、その妥当性について検討を行う。ここで対象とする流れ場は、流下方向および鉛直方向の流れが卓越し鉛直2次元的な流れ場となっている、段落ち部および床固め工下流部などの、越流堰下流部における常流・射流混在場の流況とする。

段落ち部や床固め工下流部の流況は、堰上で支配断面が形成されるような流れの場合、主流水脈が水面近くを波状となって流れその下に逆流ローラーが形成される波状跳水状態（Wave Jump[写真3.1(a)]）と、主流水脈が水路床に沿って流れその上方に逆流域が形成される潜り噴流状態（Submerged Jet[写真3.1(b)]）が発生し、一般には上下流の水位差



(a) 波状跳水 (Wave Jump)



(b) 潜り噴流 (Submerged Jet)

写真 3.1 堰下流部の流況例

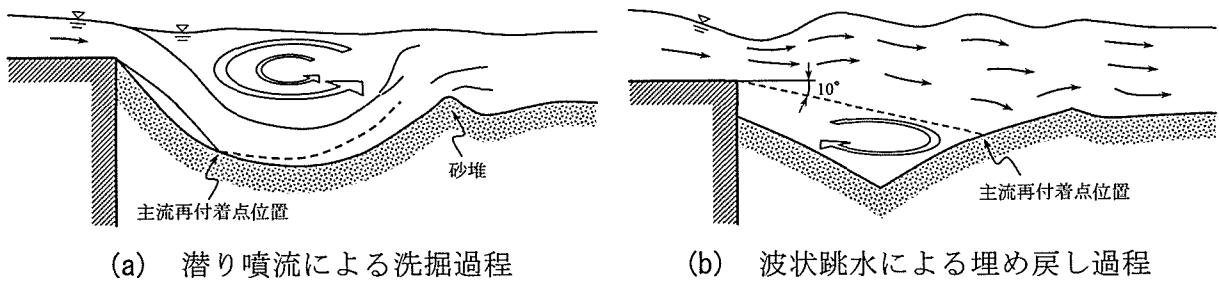


図 3.1 堰下流部における局所洗掘現象

が小さくなると波状跳水に、逆に大きくなると潜り噴流になることが知られている[1][2].

これらの各流況は、移動床上において、潜り噴流状態と波状跳水状態とが交互に発生する非常に複雑な局所洗掘現象を誘起する。すなわち、潜り噴流時には主流が河床に衝突するように流下するため堰直下流部に急激な洗掘が生じるが、同時に洗掘孔直下流部に砂堆が形成され水位の堰上げが生じ、流れは波状跳水へと移行する(図 3.1(a)参照)。逆に、波状跳水時には、主流は水面付近を流下するものの、河床付近に形成される逆流ローラーの作用により砂堆の洗掘孔への埋め戻しが行われ、徐々に水位の堰上げが解消されるために、流れは再び潜り噴流へと移行する(図 3.1(b)参照)。これらの一連の現象が繰り返し発生し、洗掘は進行していく。このように、堰直下流部では非常に複雑な局所洗掘現象が発生するため、防災上の重要性からその局所流特性・洗掘深の予測等に関してこれまで数多くの研究が行われており[1]-[6]、段落ち流れの局所流特性に関する実験では、川津[1]、鈴木ら[2]により、各流況の移行条件について詳細に検討されている。

一方、このような局所洗掘現象を数値解析的に解く場合、流況を的確に再現することが前提となる。特に、堰直下流部では鉛直流が卓越するため、鉛直2次元あるいは3次元流モデルで解く必要性が指摘されており[7]、さらに各流況の移行過程についても再現できるモデルが必要となる。しかし、従来より段落ち部における流況解析は数多く行われているものの[8]、常流・射流混在下の流れ場を対象とした数値解析例は非常に少ない[9]。

そこで、本章では、以上のような越流堰下流部の常流・射流の混在する流況を対象とし、まず、段落ち部の流れについて、その局所流に関する水理実験およびその再現計算を行ない、実験結果との比較から数値モデルの妥当性について検討する。さらに、段落ち流れの移行過程に関する数値計算より、川津[1]、鈴木ら[2]によって詳細に検討されている流れの移行限界の再現性についても検討する[10]。次に、移動床上において段落ち下流部に形成される局所洗掘孔内の流況に関する水理実験および数値計算を行ない、実験結果との比較から数値モデルの妥当性について検討するとともに、複雑河床境界に対する FAVOR 法の有用性について明らかにする。

3.2 段落ち部における常流・射流混在流れの数値計算

本節では、固定床における段落ち流れ（波状跳水状態、潜り噴流状態）に関する水理実験およびその再現計算を行ない、数値モデルの妥当性について検討するとともに、数値計算による各流況の移行過程および移行限界の再現性について検討を行う[10].

3.2.1 段落ち流れに関する水理実験および計算条件

対象とする流れ場に対して適用された数値モデルの再現性を検討するためには、その詳細な計測データが必要となる。そこで、まず、比較対象とする計測データを得ること目的として、詳細な流速分布の計測による段落ち流れに関する水理実験を行う。

実験に用いる水路は、鳥取大学工学部水理実験室に設置されている開水路である。この水路は長さ 18.5m、幅 0.4m、深さ 0.4m の矩形断面直線水路であり、上下流端に設けてあるジャッキにより勾配を自由に設定できるようになっている。下流端より 5m の地点から上流側 8m までの区間は壁面がガラス張りとなっており、上流端には流量を測定するための三角堰が設置されている。また、下流端には水位を調節するための堰が設けてある。図 3.2 に実験水路の概要を示す。段落ちには木板製のものを作成し、図 3.2 に示すように上流端より 5m 地点から下流側に 5m わたって設置する。

流速の計測には、ALEC 社製 2 次元電磁流速計 ACM250-D を用いる。計測範囲は段落ち下流端を基準に、上流側 10cm の位置から下流側 100cm までの範囲とし、計測断面は -10, -5, -3, -1, 1, 3, 5cm および 5cm 以降は下流側 60cm まで 2.5cm 間隔、それ以降は 10cm 間隔とする。また、鉛直方向には 1cm 間隔とするが、底面付近については 2cm の高さまで 0.5cm 間隔で計測する。図 3.3 に、段落ち高さ $W = 10\text{cm}$ の場合の流速計測メッシュを示す。1 ポイント毎の計測時間は、1.0 秒間隔で 120 秒とし、計測された 120 個のデータは KEYENCE 社製 PC カード収集システム (NR) により、随時パソコンにデータを取り込み平均化する。また、水位の計測は、KENEK 社製サーボ式水位計を用いて行い、計測時間およびデータ収集方法は流速計測時と同様である。水位の計測点は、図 3.3 に示す流速計測断面とほぼ同様であるが、下流側へは段落ち下流端から 150cm の位置まで測定する。

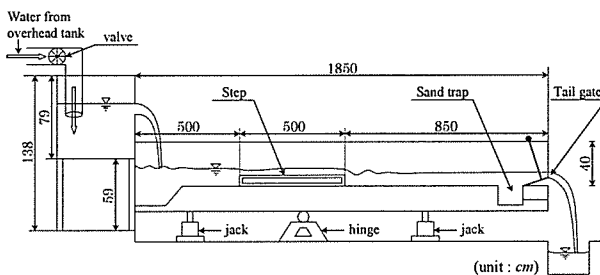


図 3.2 実験水路概略図（段落ち流れ）

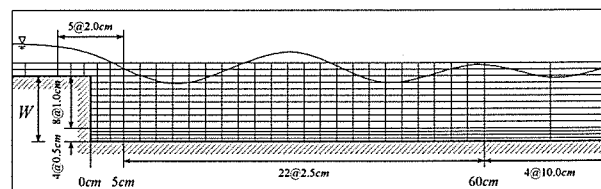


図 3.3 流速計測メッシュ（段落ち流れ）

実験条件を表3.1に示す.水路勾配 I は1/300で一定とし,段落ち高さ W については10cmおよび5cmの2パターン,単位幅流量 q については, $W=10\text{cm}$ に対して $400\text{cm}^2/\text{s}$ および $267\text{cm}^2/\text{s}$ の2パターン, $W=5\text{cm}$ に対して $267\text{cm}^2/\text{s}$ の1パターンとする.そして,各条件下における波状跳水状態および潜り噴流状態の,両流況を対象とした実験を行う.ただし,下流端水深 h_t は,段落ち下流端から1.1mの位置での水深とし[1][2],波状跳水流れに関しては,その波状形状が顕著に表れるよう流れの移行限界近傍に設定している.

表3.1 段落ち流れの実験条件

Case No.	波状跳水				Case No.	潜り噴流			
	W (cm)	q (cm^2/s)	h_c (cm)	h_t (cm)		W (cm)	q (cm^2/s)	h_c (cm)	h_t (cm)
1	10	400	5.47	14.33	2	10	400	5.47	11.35
3			4.17	13.23	4			4.17	11.30
5	5	267	4.17	9.04	6	5	267	4.17	8.52
水路勾配 $I = 1/300$ マニングの粗度係数 $n = 0.012$									

ここに, W は段落ち高さ, q は単位幅流量, h_c は限界水深, h_t は下流端水深である.

表3.2 段落ち流れの計算条件

計算条件を表3.2に示す.計算領域は流下方向に250cm,鉛直方向に25cmの固定領域である.段落ち部は上流端から下流側へ50cmの位置に設置しており,段落ち上流側,下流側とも十分な計算領域を確保している.また,数値計算は,実験によって行われた全ケースを対象とする.

計算時間間隔 Δt (sec)	0.001	
流下方向メッシュ間隔 Δx (cm)	2.0	
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)	0.5	
メッシュ数	x方向	125
	z方向	50
人工粘性係数	K_V	1.0
	K_{VP}	0.0
最小体積率 V_{min} (%)	20	

3.2.2 波状跳水流れに関する実験結果と数値計算との比較

図3.4~図3.6は,Case1,3および5の波状跳水状態における(a)実験結果と(b)計算開始から60秒後の結果との比較を示したものであり,それぞれ等流速線図および流速ベクトル図を示している.まず,全3Caseの実験結果を見てみると,段落ち下流端を剥離した主流水脈は水面付近を流れ,その水脈幅を拡散させながら流下していることが分かる.主流の最大流速は,いずれのCaseにおいても段落ち剥離後の水面付近に存在し,特に水面が下向きに彎曲している部分に集中している.また,水面形状はその流況特性である明瞭な波状形状を呈している.各計算結果はこのような流況に加え,流速値および水面形についても良好に再現できていることが分かる.

しかし、段落ち直下流部の底面付近に存在する逆流領域に着目してみると、計算結果は実験結果に比べて、その領域を若干過大に再現していることが分かる。加えて、逆流領域における最大逆流流速についても、計算値のほうが実験値より若干大きい。この原因としては、本数値モデルにおいて、渦動粘性係数の評価に θ -方程式モデルを採用しているためと考えられる。本数値モデルで採用している θ -方程式モデルは、等流乱流場において底面から水表面までの全領域に対し、流速が対数則として表現される場合に混合距離理論を基に構築された一般的なものであり、鉛直方向に放物型の分布形状を示す。そのため、底面付近および水面近傍において渦動粘性係数は小さく算定されるのに対し、波状跳水状態における主流水脈は水面付近を流下することから、主流の拡散が促されず、河床への主流再付着が遅れるとともに逆流領域も大きく再現されたものと考えられる。しかしながら、堰直下流部における移動床上での局所洗掘現象が問題となるのは、主に急激な洗掘が発生するとされる潜り噴流状態の場合であり、波状跳水状態の場合に堰直下流部で発生する洗掘は、縦断的な流砂の非平衡性による全体的な河床低下である。したがって、逆流領域が若干過大に評価されているものの、巨視的には良好に再現できている本数値モデルにより、波状跳水による洗掘孔の埋め戻し過程については表現できるものと考えられる。

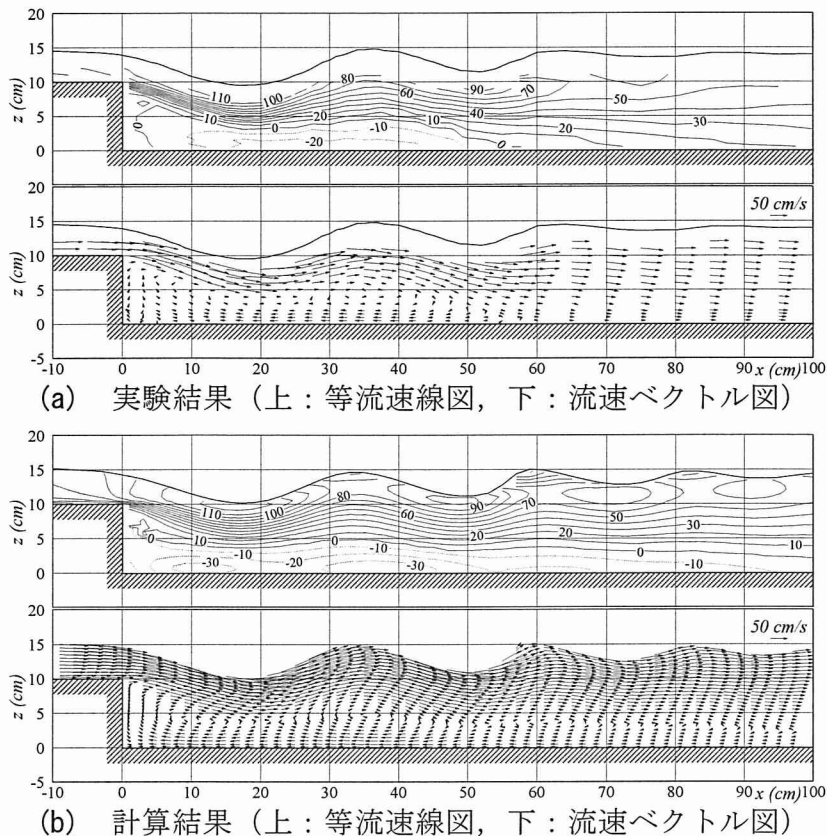


図 3.4 波状跳水状態の実験結果と計算結果との比較 (Case1)

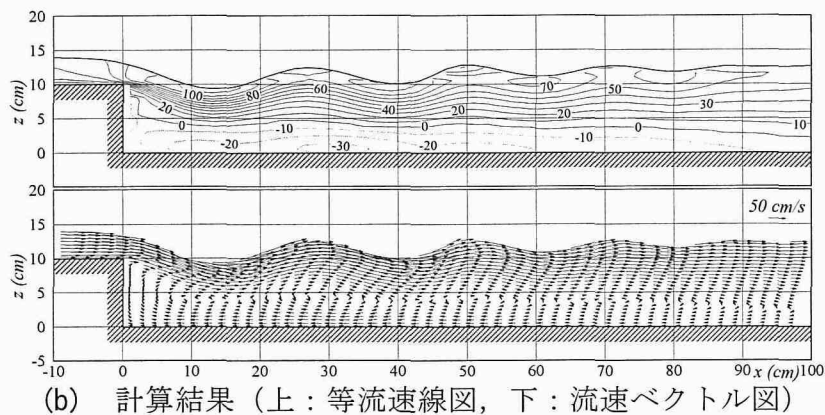
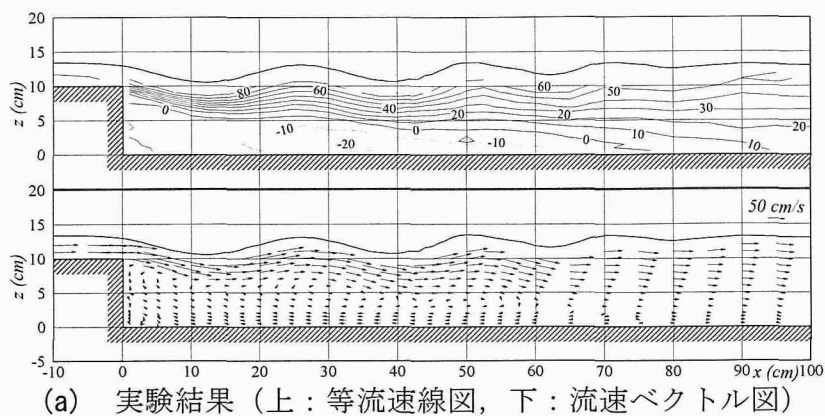


図 3.5 波状跳水状態の実験結果と計算結果との比較 (Case3)

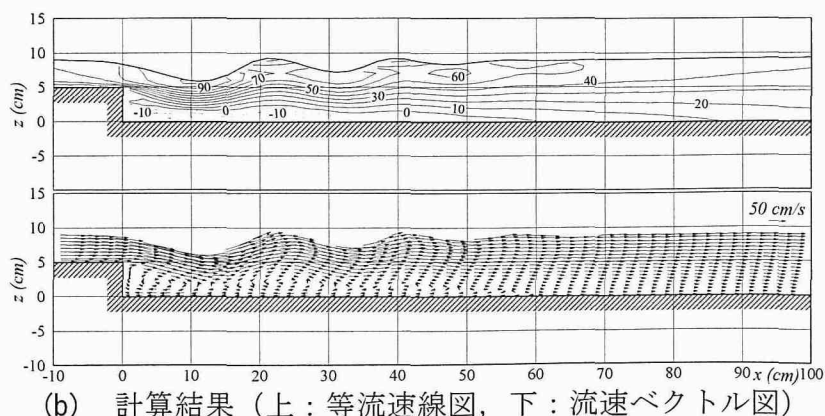
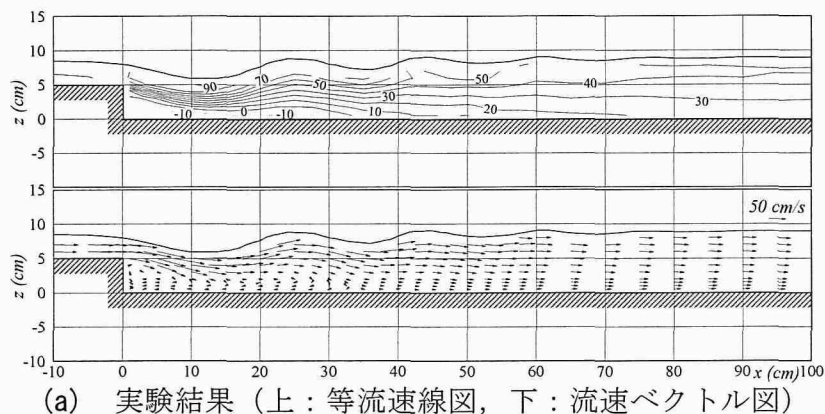


図 3.6 波状跳水状態の実験結果と計算結果との比較 (Case5)

ここで、以上の計算結果については、計算開始から 60 秒後のものを示しているが、これは計算による流れが定常状態に至らなかったためである。図 3.7 に Case1 における計算の繰り返しによる 1,000 回毎の最大水位変動量の変化を示す。図から分かるように、60,000 回 (60 秒) の計算回数でも流れは定常状態に至っておらず、さらに計算回数を増やしても定常状態には至らなかった[11]。その原因を探るため、図 3.8 (a) に計算開始後 20,000 回～60,000 回の範囲における各地点での水位変動量の最大値を示す。図から分かるように、水位変動が大きく表れている位置は段落ち直後の波状頂部前面付近であり、また、下流端水深 h_t が流れの移行限界近傍であったことから、定常状態に至らなかった原因として、波状頂部での波状形状が崩壊と形成を繰り返しているためと考えられる。事実、図 3.8 (a) と同様、図 3.8 (b) に実験による計測時間内 (120 秒間) における各地点での水位変動量の最大値を示しているが、実験においても水位変動が大きく表れる位置は段落ち直後の各波状頂部前面付近に集中しており、波状頂部の崩壊と形成が繰り返される非常に不安定な流況であったことを確認している。

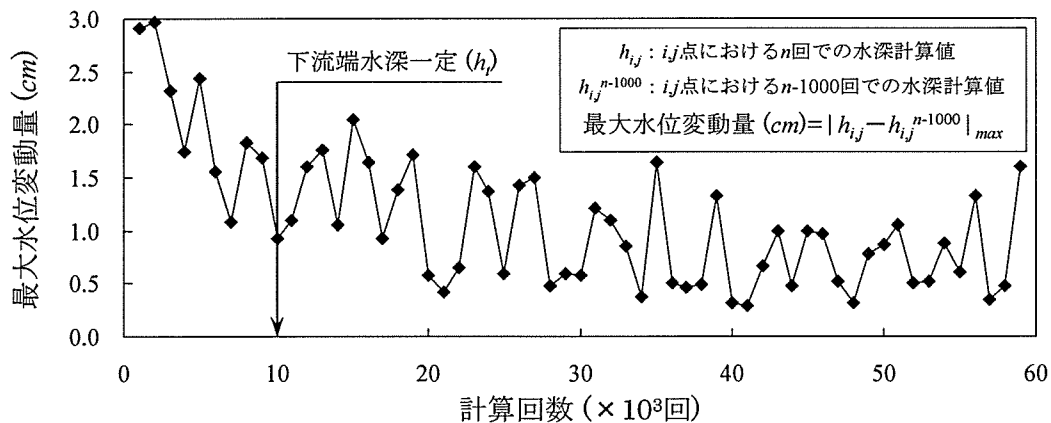


図 3.7 計算の繰り返しによる最大水位変動量の変化 (波状跳水: Case1)

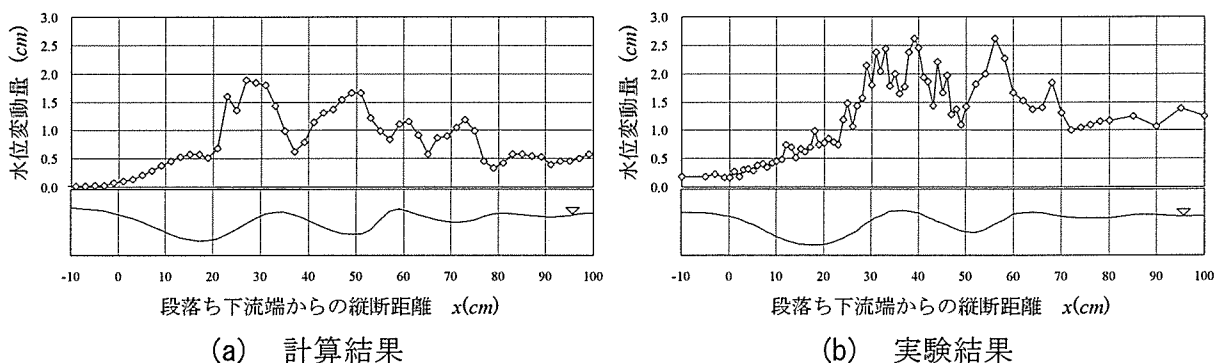


図 3.8 波状跳水状態における各地点での水位変動量の最大値 (Case1)

3.2.3 潜り噴流流れに関する実験結果と数值計算との比較

図3.9～図3.11は、Case2, 4および6の潜り噴流状態における(a)実験結果と(b)計算開始から60秒後の結果との比較を示したものであり、それぞれ等流速線図および流速ベクトル図を示している。まず、全3Caseの実験結果から見ていくと、段落ち下流端を剥離した主流水脈は、その水脈幅を保ったまま鉛直下向きに弯曲しながら水路床に衝突していることが分かる。水路床に衝突した水脈の一部は上流側に移動して弱い逆流領域を形成しているが、大部分の主流水脈は水路床に沿って徐々に水脈幅を広げながら流下している。また、水面付近にも弱い逆流領域が形成されており、水面形状は比較的穏やかで平坦となっている。一方、流速について見てみると、段落ち高さの大きい $W=10\text{cm}$ では、段落ち下流端を剥離した主流がその流速をやや速めながら水路床に再接触している。主流水脈中の流速が最大となるのは、弯曲した水脈が水路床に衝突した直後であり、段落ち下流端を剥離した主流はその水脈幅を大きくせず加速していることが分かる。主流が衝突した後の最大流速点は水路床付近にあり、流下するにつれてその最大流速は逡減していることが分かる。

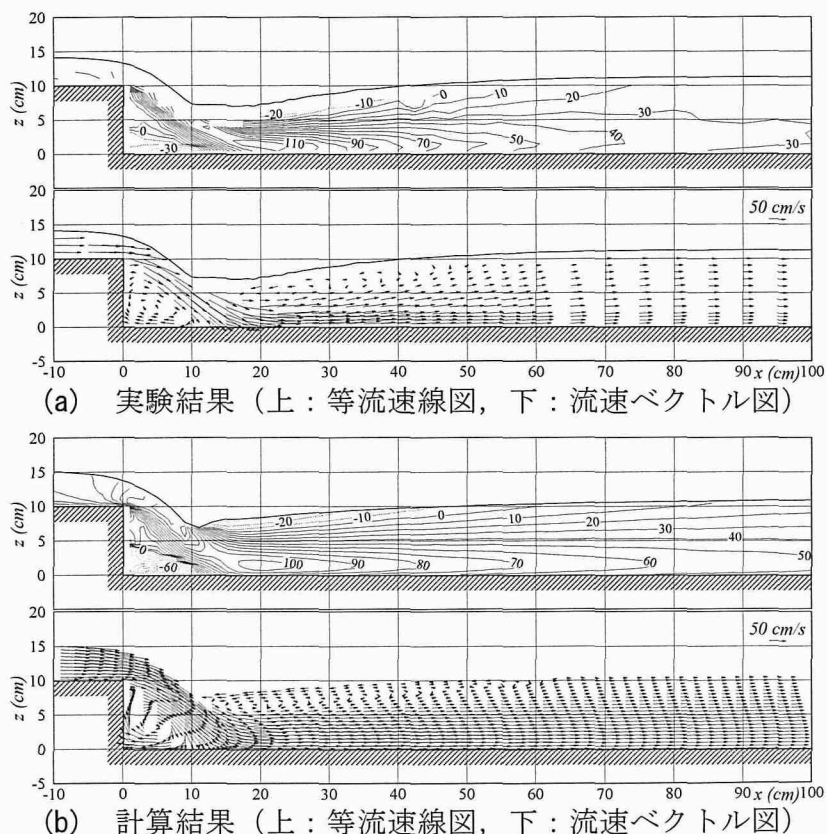
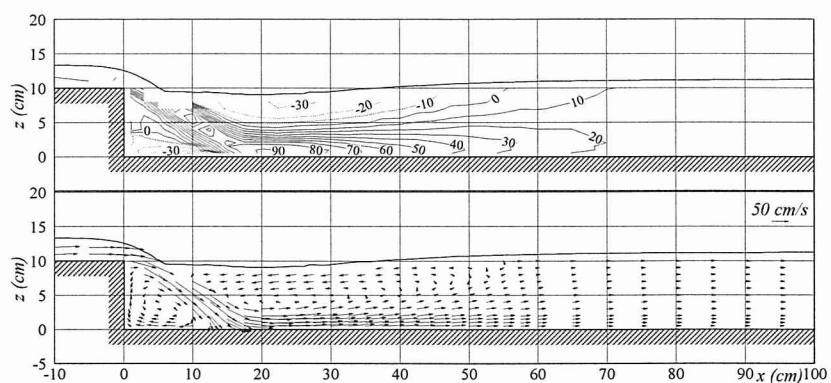
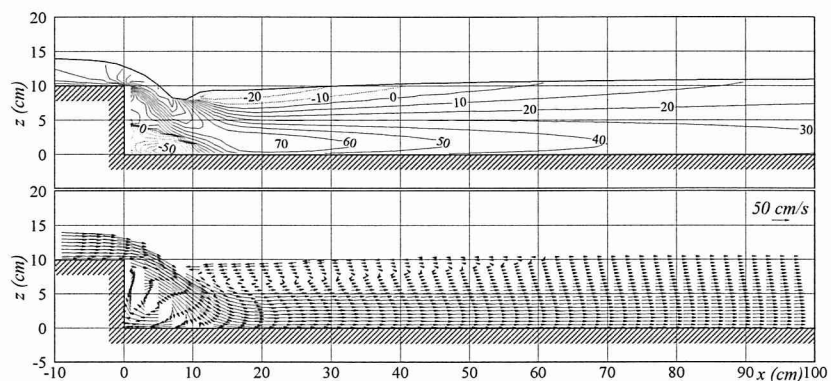


図3.9 潜り噴流状態の実験結果と計算結果との比較 (Case2)

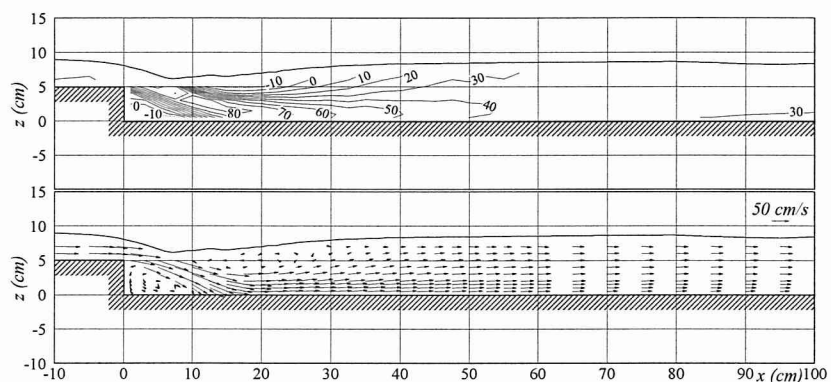


(a) 実験結果（上：等流速線図，下：流速ベクトル図）

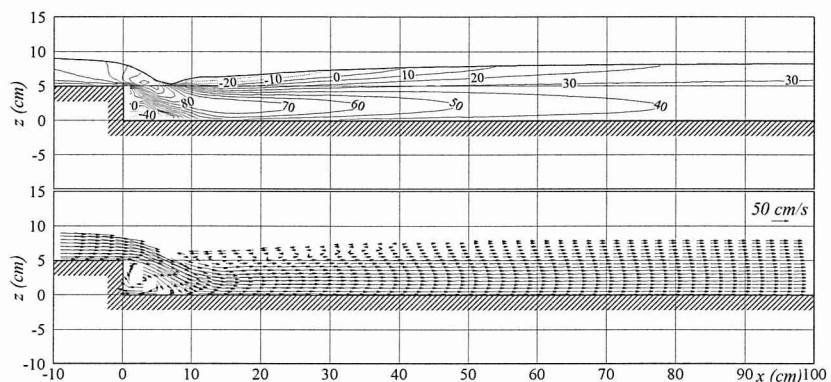


(b) 計算結果（上：等流速線図，下：流速ベクトル図）

図 3.10 潜り噴流状態の実験結果と計算結果との比較 (Case4)



(a) 実験結果（上：等流速線図，下：流速ベクトル図）



(b) 計算結果（上：等流速線図，下：流速ベクトル図）

図 3.11 潜り噴流状態の実験結果と計算結果との比較 (Case6)

次に、計算結果について見てみると、その潜り噴流の流況特性である水面付近における逆流領域や水面形状、主流水脈が水路床に沿って流下している点や、また段落ち高さ $W = 10\text{cm}$ の Case において、段落ち剥離後の主流が水路床へ衝突する付近で加速されている点など、定性的にはその流況を良く再現できていることが分かる。しかし、各 Case における等流速線図を比較してみると、計算結果は実験結果に比べて再付着点付近での主流の加速が弱く、その最大流速が小さく評価されていることが分かる。また、主流再付着後の下流側底面付近において、主流の拡散が実験結果に比べて弱く、かなり下流側まで大きな流速が継続しており、さらに、段落ち直下流隅角部の逆流領域における最大逆流流速について、計算値は実験値の約2倍とかなり過大に評価している。

このように、定性的にはその流況を良く再現しているものの、定量的な差が表れた原因として、先程の波状跳水の再現計算同様、渦動粘性係数に0-方程式モデルを採用している影響と考えられる。まず、段落ち直下流隅角部において逆流流速が大きく評価される原因としては、本数値モデルで採用している0-方程式モデルでは水深中央付近で渦動粘性係数が大きく算定されたため、段落ち剥離直後の主流水脈下部の拡散が促され逆流領域への連行流量が大きくなると同時に、最大逆流流速も大きく評価されたものと考えられる。一方、水路床付近での主流再付着後の拡散の遅れについては、先程とは逆に、底面付近において渦動粘性係数が小さく算定されるため、主流の拡散が促されなかったものと考えられる。ただし、実験では鉛直2次元的に流速場を測定しているが、実際には横断方向への広がりを持つ3次元な流れ場であり、主流再付着後の横断方向への拡散も容易に想像できる。しかしながら、計算では鉛直2次元的に流れ場を解いているため横断方向への拡散については考慮されておらず、また、鉛直2次元場であっても3次元的に流れを解く必要性が指摘されている[12]ことから、このような誤差も含まれているものと考えられる。

以上のように、計算結果は実験結果と比較して、流速分布に関して若干の定量的な誤差はあるものの、先に述べた概況である段落ち剥離後の主流の加速や水路床への再付着点位置など、その流況特性については良好に再現できている。したがって、本数値モデルを河床変動計算に適用した場合、その特徴的な流況が再現されていることから、潜り噴流による洗掘過程についてもある程度再現可能であると考えられる。

また、先程の波状跳水の計算結果である図3.7同様、図3.12にCase2における潜り噴流時の最大水位変動量(10,00回毎)の変化を示す。図から分かるように、潜り噴流状態の計算では波状跳水状態とは大きく異なり、約30,000回(30秒)の計算回数で流れはほぼ定常状態に達し、その後の計算でも大きな変動は起こっていない。このことから、計算による潜り噴流状態の水面は穏やかであり、実験でも見られたように水面形が比較的平坦となる理由が窺える。

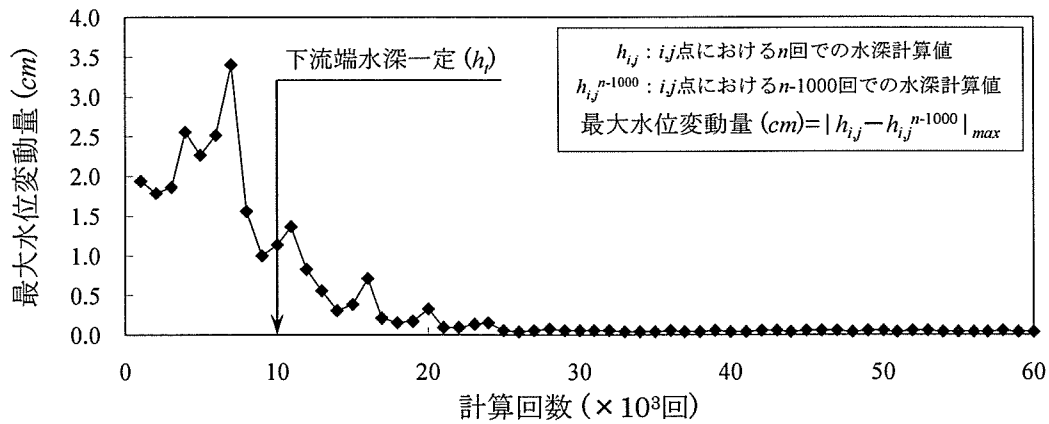


図 3.12 計算の繰り返しによる最大水位変動量の変化（潜り噴流：Case2）

3.2.4 互いの流れの移行過程に関する数値計算

ここでは、Case1（Case2）の実験条件下で、下流端水深 h_t を操作することにより、互いの流れの移行過程についての再現計算を試みる。計算では、下流端水深 h_t を $16\text{cm} \sim 11\text{cm}$ の範囲で上下に変動させる。ここで、下流端水深 h_t の変動速度についてであるが、次項で示す流れの移行限界に関係していると考え、予備計算においてその変動速度を $0.05 \sim 0.2\text{ cm/s}$ の範囲で変化させた計算を行なっている。その結果、変動速度の大小による移行限界水深への大きな影響は表れなかったため、ここでは 0.1 cm/s を採用する。その計算結果として、図 3.13 に波状跳水状態から潜り噴流状態への移行過程を、図 3.14 に潜り噴流状態から波状跳水状態への移行過程の流速ベクトル図をそれぞれ示す。

まず、図 3.13 より、下流端水深を徐々に低下させるに従い、波状形状がより顕著に表れ始める（図 3.13(b)）。その後、流れが波状跳水から潜り噴流へと移行する瞬間、波状部は上流側に碎波するような状態となり、水面で逆流渦が形成され始める（図 3.13(c), (d)）。そして、主流水脈はその逆流渦に押し潰されるように水路床付近を流れるようになる（図 3.13(e), (f)）。一方、潜り噴流から波状跳水へと移行する場合、図 3.14 より、下流端水深の上昇に伴い水面の逆流領域が増加し、主流の水路床への再付着点位置が徐々に下流方向へと移動していく（図 3.14(b), (c)）。そして、ある瞬間に主流は水路床を離れ、瞬時に水面の逆流領域をフラッシュしている（図 3.14(d), (e)）。これらの流れの移行過程は、藤田・丸山[13]によるトレンチ部周辺の流況実験と類似しており、本数値モデルは段落ち流れの移行過程を良好に再現できているものと考えられる。

また、0-方程式モデルを採用している本数値モデルによる流れの移行過程について、その計算時間（170,000 回：170 秒）を計測した結果、Pentium4/3.2GHz の Linux モデルで 30 分程度であった。一方、渦動粘性係数の評価に内田ら[9]と同様の Smagorinsky モデルを使用した場合、計算時間は約 40 分とより多くの時間を要した。したがって、3次元流れによる河床変動計算を行なう場合、2-方程式乱流モデル等ではさらに多くの計算時間を要することが推測され、このことから本数値モデルが実用面で優れていることが分かる。

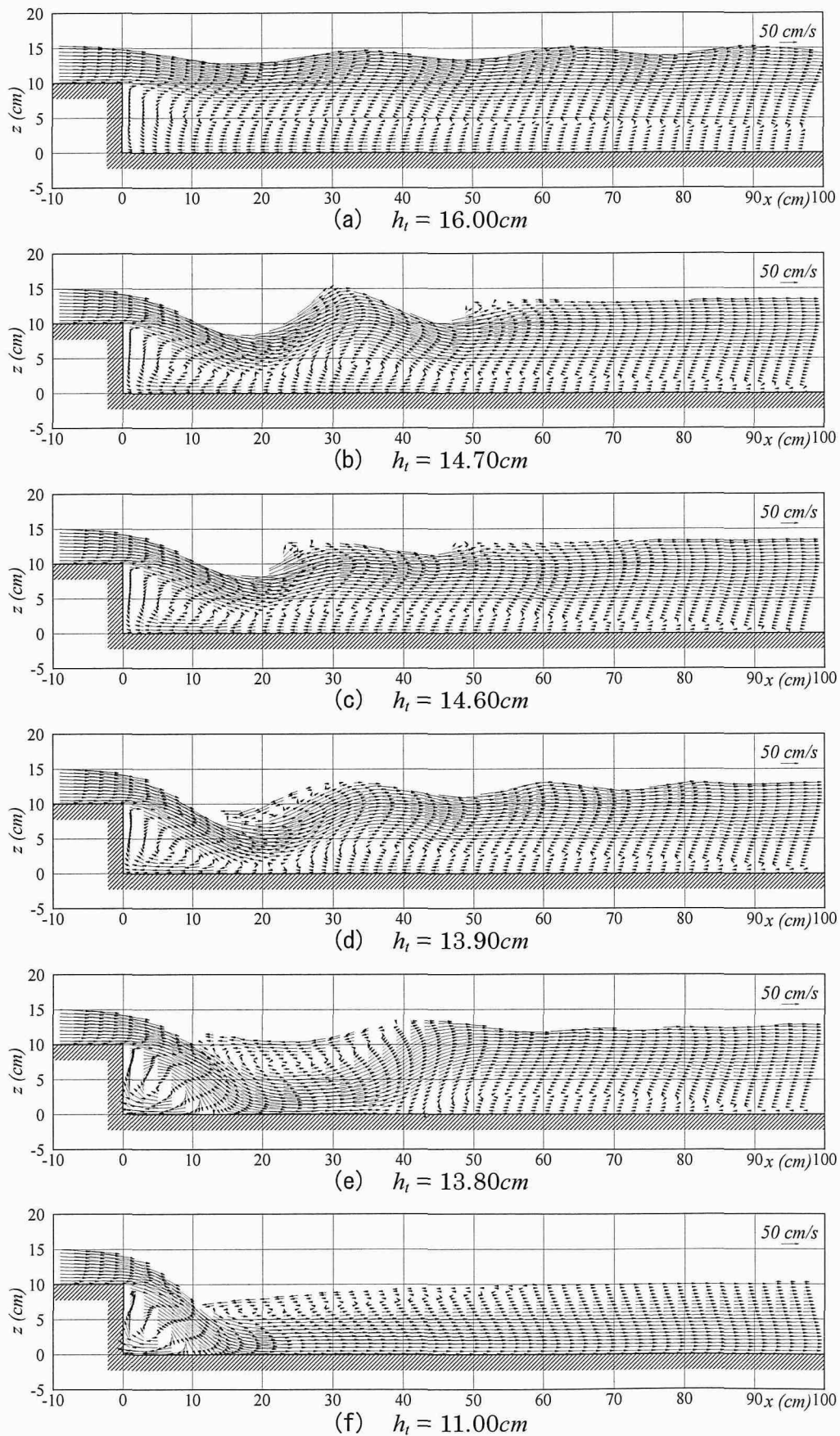


図 3.13 波状跳水状態から潜り噴流状態への移行過程

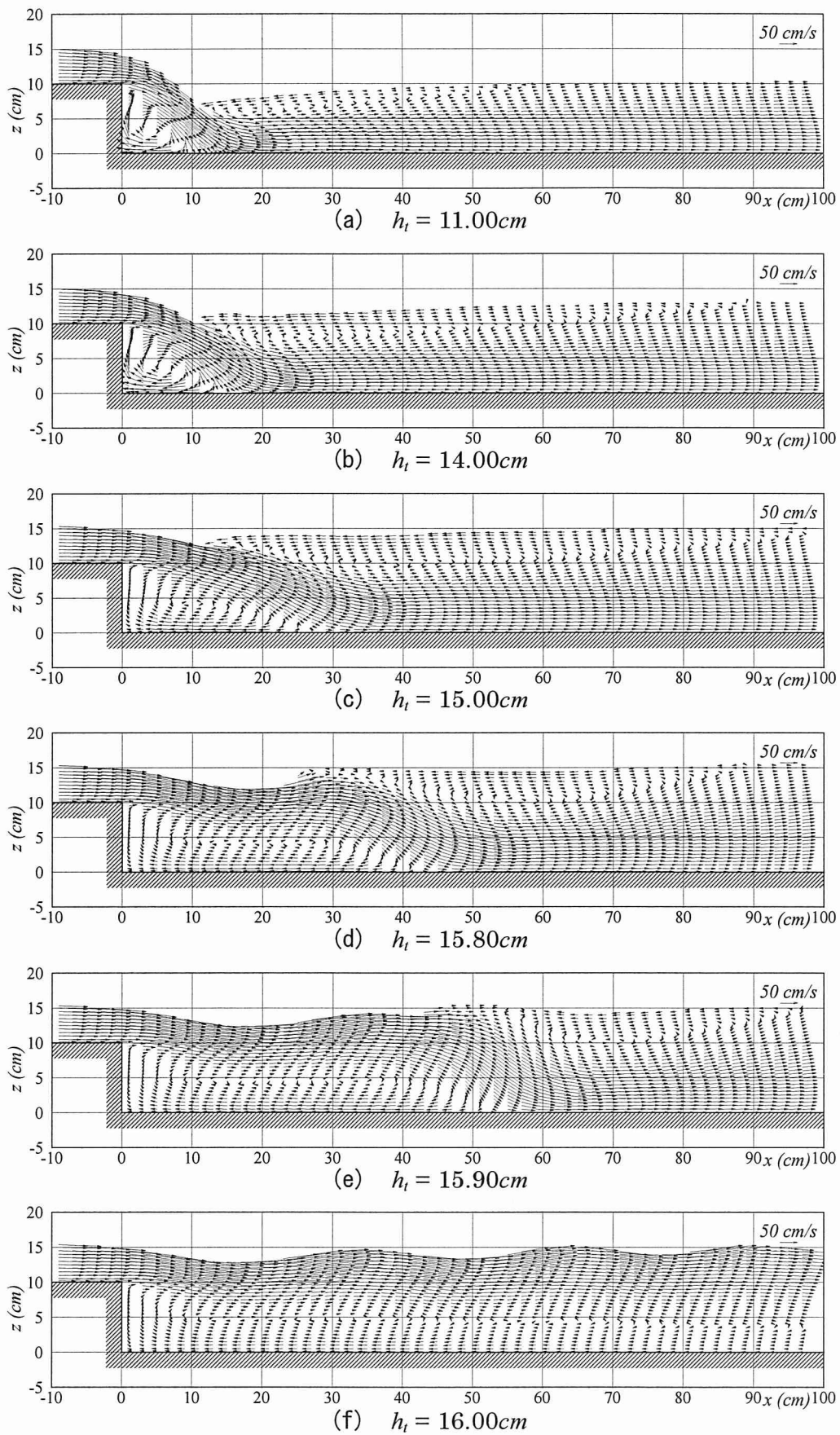


図 3.14 潜り噴流状態から波状跳水状態への移行過程

3.2.5 互いの流れの移行限界に関する数值計算

ここでは、段落ち流れの移行限界について、従来の実験[1][2]に対する数值計算を行ない、実験結果との比較を行う。まず、限界状態についてであるが、実験による移行限界の測定は、波状跳水から潜り噴流への移行の場合、流れが波状跳水の状態から徐々に下流端水深を低下させていき、そして段落ち直下流の水面勾配が大きくなり流れが不安定となった時点を限界状態としている。また、潜り噴流から波状跳水への移行限界は、流れが潜り噴流の状態から徐々に下流端水深を上昇させていき、波状跳水に変化した時点を限界状態としている。そこで、計算でも同様に、図 3.13 (b), (c) の不安定な状態を波状跳水から潜り噴流への移行限界とし、図 3.14 (d), (e) となる状態を潜り噴流から波状跳水への移行限界とする。実験[1]では段落ち高さ $W = 4.5\text{cm} \sim 11.5\text{cm}$ 、単位幅流量 $q = 50 \sim 500\text{cm}^2/\text{s}$ の範囲で変化させており、計算でもほぼ同様に $W = 5 \sim 15\text{cm}$ 、 $q = 250 \sim 500\text{cm}^2/\text{s}$ の範囲で変化させ、下流端水深 h_t を $0.1\text{cm}/\text{s}$ の速さで変動させる。計算条件については、表 3.2 と同様である。

結果として、まず、図 3.15 に流れの移行限界水深の比較図を示す。ここに、 h_c は各流量条件における限界水深であり、横軸 W および縦軸 h_t は h_c により無次元化されている。図より、計算値はどちらの移行限界に対しても、実験値とほぼ同値の移行限界水深を示しており、さらに、一定流量であれば、段落ち高さが大きくなるほど移行限界水深も大きくなるという傾向をよく再現していることが分かる。

また、図 3.16 に波状跳水状態から潜り噴流状態移行時の、下流端フルード数 Fr_t と、波高波長比 S_{rc} および波高 h_{wc}/h_t との関係を示す。実験では、波高波長比 S_{rc} は流れが限界状態に近づくとき $0.2 \sim 0.3$ 程度となり、また波高 h_{wc}/h_t は Fr 数の増加に伴って増加するものの、 h_{wc} は h_t の約 0.5 倍程度になると報告されている[2]。その点、計算値は実験値とほぼ同様の値および傾向を示しており、本数值モデルは流況移行時の波状形状を良好に再現しているものと考えられる。

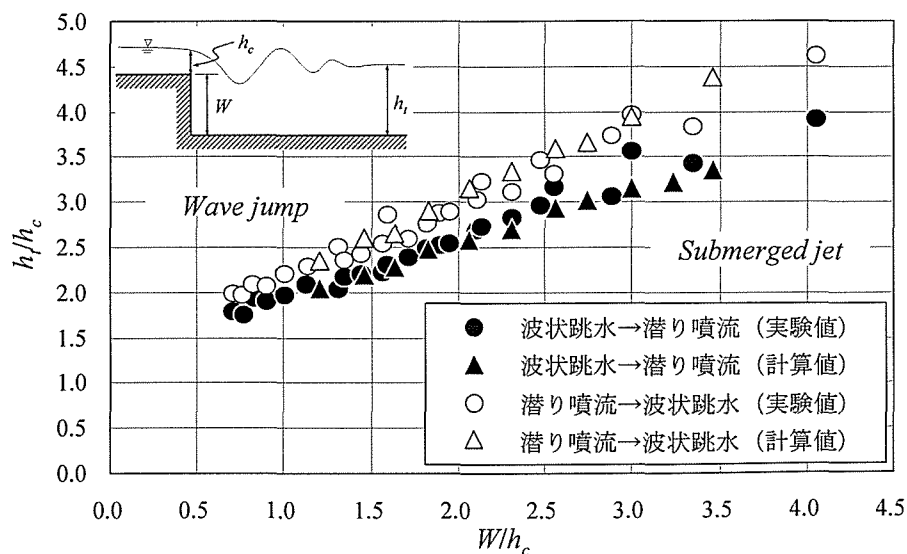


図 3.15 移行限界水深の比較

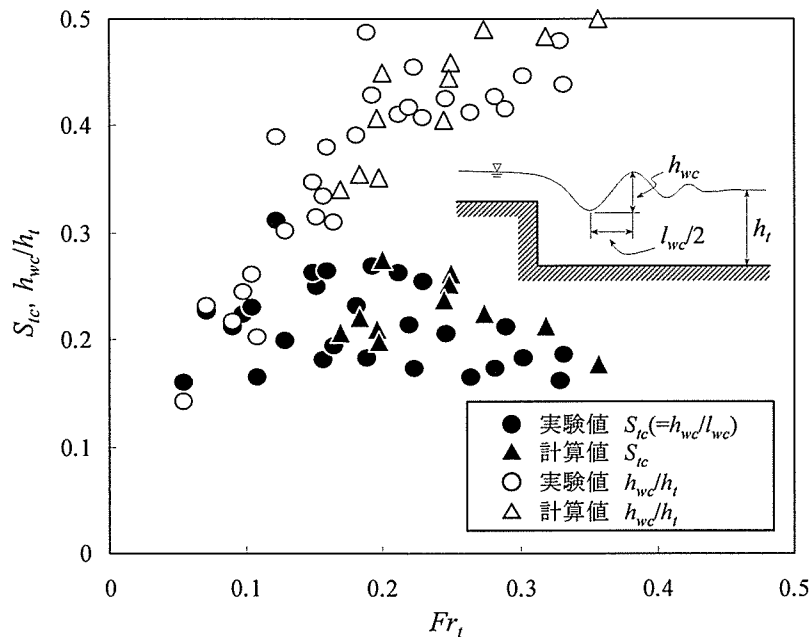


図 3.16 波高および波高波長比の比較

3.3 段落ち下流部における局所洗掘孔内の流れに関する数値計算

前節では、固定床における段落ち流れの数値計算を行ない、その流況特性である波状跳水状態、潜り噴流状態および互いの流れの移行過程等について、本数値モデルにより概ね良好に再現できることが示された。そこで、本節では、移動床上において段落ち下流部および床固め工下流部に形成される局所洗掘孔内の流況に関する水理実験および数値計算を行い、実験結果との比較からモデルの妥当性について検討するとともに、複雑河床境界における FAVOR 法の導入効果について明らかにする。

3.3.1 段落ち下流部における洗掘孔内の流れに関する水理実験および計算条件

実験水路は、固定床における段落ち流れの水理実験と同様、鳥取大学工学部水理実験室に設置されている長さ 18.5m、幅 0.4m、深さ 0.4m の矩形断面長方形水路を使用する。段落ちには木製版のものを作成し、上流端より 5m の地点から下流側 5m にわたって設置する。また、段落ち下流部には 3m にわたって砂を平坦に敷詰め、その下流端には木製版の砂止めを設置する。図 3.17 に実験水路の概要を示す。

流速および水面形の計測は、洗掘後の段落ち下流部の河床砂面をニスで固定化した後に行う。計測機器および計測方法については、前節 3.2.1 で述べたものと同様であるが、流速の計測は鉛直方向に 1cm 間隔とする。また、河床形状についてはポイントゲージを用いて測定する。図 3.18 に流速計測メッシュを示す。

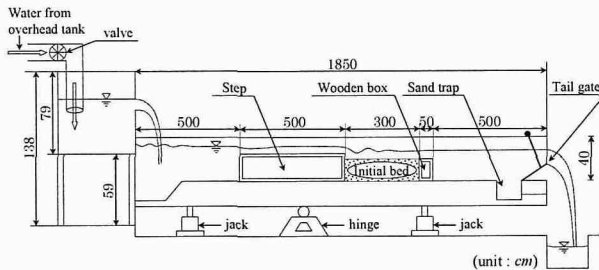


図 3.17 実験水路概略図 (段落ち洗掘)

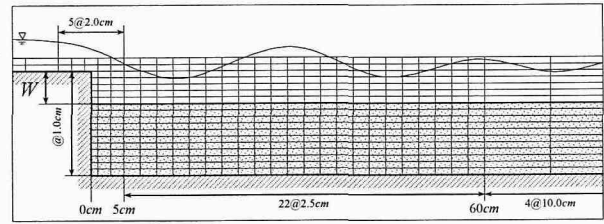


図 3.18 流速計測メッシュ (段落ち洗掘)

実験条件を表 3.3 に示す. 実験では, 段落ち高さ W が 5cm になるように河床砂を敷詰め, 単位幅流量 q および下流端水深 h_t については固定床における段落ち流れの実験条件 Case6 と同様にする. また, 河床砂は平均粒径 0.075cm の一様砂とし, 上流側からの給砂は行わない. ここで, 予備実験において, 洗掘は初期に急激に進行し, 約 20 分後には最大洗掘状態となることが明らかとなった. そこで, その約 20 分後における潜り噴流状態による洗掘過程および波状跳水状態による埋め戻し過程を対象とし, 各状態における河床形状での計測を行う.

計算条件を表 3.4 に示す. 計算領域は流下方向に 250cm , 鉛直方向に 20cm の固定領域である. 段落ち部は上流端から下流側へ 50cm の位置に設置しており, 河床形状には実験により得られた洗掘孔形状を与える.

表 3.3 洗掘孔内の流れの実験条件

段落ち高さ W (cm)	5
単位幅流量 q (cm^2/s)	267
限界水深 h_c (cm)	4.17
下流端水深 h_t (cm)	8.52
河床砂の平均粒径 d_m (cm)	0.075
水路勾配 I	1/300
マンニングの粗度係数 n	0.014

表 3.4 洗掘孔内の流れの計算条件

計算時間間隔 Δt (sec)	0.001	
流下方向メッシュ間隔 Δx (cm)	2.0	
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)	0.4	
メッシュ数	x 方向	125
	z 方向	50
人工粘性係数	K_V	1.0
	K_{VP}	0.0
最小体積率 V_{min} (%)	20	

3.3.2 複雑河床境界における FAVOR 法の導入効果について

これまでに述べてきたように, 堰直下流部における河床形状は, 局所流 (波状跳水状態, 潜り噴流状態) の変化とともに時々刻々と変化する. このような局所洗掘現象に対し, 牛島・田中[14]は, ALE 法 (Arbitrary Lagrangean Eulerian method) により時間的に変化する砂面形状に適合する 3 次元非直交曲線座標を生成させながら, 非定常の流体計算を進める解析手法を提案している. また, 長田ら[15][16]は, 時間変動する水面・河床面に計算境界が適合するよう移動一般座標系を適用し, 円柱周りの局所洗掘現象および水制周辺の局所洗掘現象を良好に再現している. しかし, これらの方法では, 計算ステップ毎に新たな計算格子を生成するため計算時間を多大に要し, さらに, 計算点が密や粗になり計算精度を落とす可能性がある.

そこで、本数値モデルでは計算格子にデカルト座標形の等間隔長方形メッシュを採用し、それによって生じる境界の問題を、複雑境界形状でも滑らかに境界条件を課すことのできる FAVOR 法の導入により克服する。ここでは、複雑河床境界に対する FAVOR 法の導入効果について、潜り噴流状態を呈する洗掘過程の河床形状を対象とし、FAVOR 法の有無による数値計算結果の比較から明らかにする。

図 3.19 にその洗掘過程における (a) FAVOR 法導入前の計算結果、および (b) FAVOR 法導入後の計算結果による流速ベクトル図をそれぞれ示す。ここで、FAVOR 法導入前の計算では、河床形状を図 3.20 (a) に示すように、1 つの格子内でフラットな形状により近似している。図 3.19 から分かるように、各計算結果を比較すると明らかにその流況に違いが表れている。まず、FAVOR 法導入前の流速ベクトル図 (a) に着目すると、実験では主流水脈が河床面に沿って大きく潜るような流況となるのに対し、計算における主流水脈は水面付近を流下しており、そのような傾向が全く得られていないことが分かる。また、洗掘孔内には大きな逆流領域が形成され、水面形が波打つなど、その流況は波状跳水状態の様相を呈している。一方、FAVOR 法導入後の図 (b) に着目すると、段落ち剥離後の主流水脈はその洗掘形状に沿って滑らかに流下しており、さらに水面近傍においては逆流域が形成されるなど、流況は潜り噴流状態を呈していることが分かる。

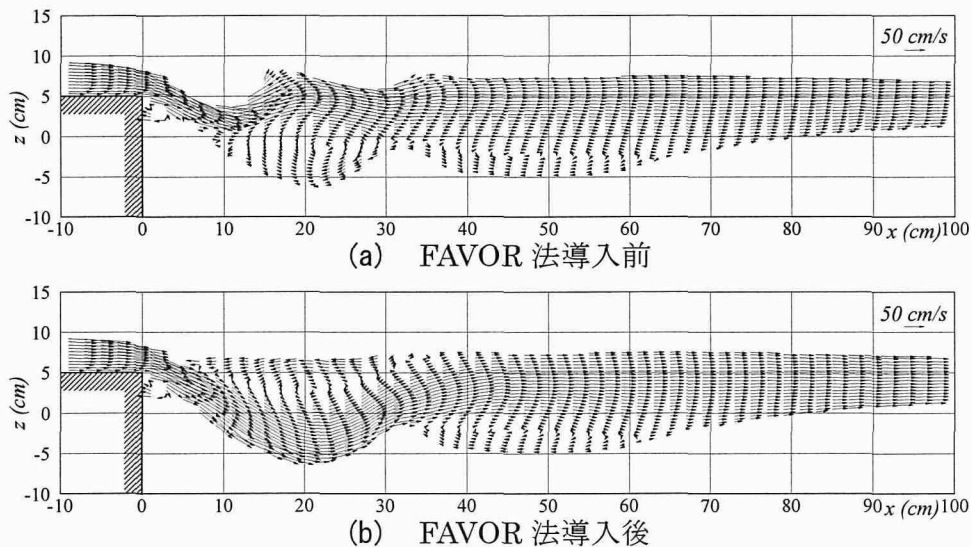


図 3.19 FAVOR 法の有無による流速ベクトルの比較図 (洗掘過程)

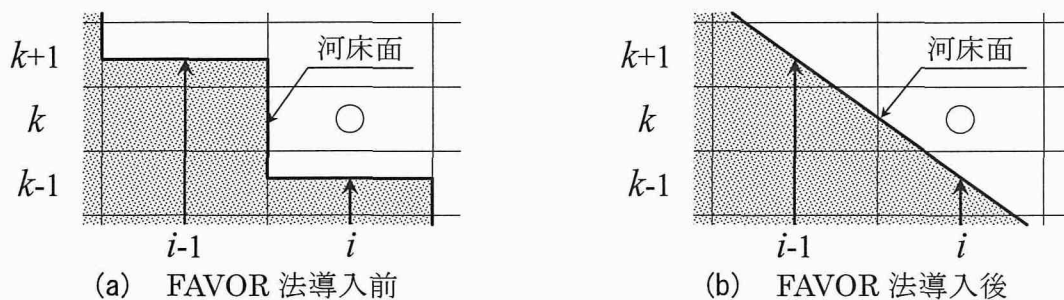


図 3.20 複雑河床形状の表現方法

このように FAVOR 法の導入により大きく流況が変化した原因として、次のようなことが考えられる。まず、複雑河床形状を図 3.20(a)に示すように、あるいは矩形格子近似法により表現した場合、河床位が 1 メッシュ (Δz) 以上離れて存在する場では、対象としている計算点 (i, j, k) の背面 ($i-1, j, k$) が壁面として扱われるため、その計算点との運動量輸送が行われず流況を滑らかに表現することができない。しかしながら、FAVOR 法を導入することにより、河床位が 1 メッシュ以上離れて存在するような場においても、図 3.20(b)のように背面が壁面のみとはならず、運動量輸送が行われる断面積が発生し、したがって流況を滑らかに表現することができたものと考えられる。

以上のように、等間隔長方形メッシュによる複雑河床形状を有する流れ場の数值計算において、本数值モデルに導入している FAVOR 法が、その流況の再現性に対して非常に強力な方法であることが認められる。

3.3.3 洗掘孔内の流れに関する実験結果と数值計算との比較

図 3.21 は、潜り噴流状態における洗掘過程の (a) 実験結果および (b) 計算結果を示しており、それぞれ等流速線図および流速ベクトル図を示している。まず、実験結果を見てみると、段落ち下流端を剥離した主流水脈は弯曲しながら河床に衝突し、その洗掘孔形状に沿って流下する明確な潜り噴流状態を呈している。潜り噴流となった主流水脈上部には逆流域が形成されており、その渦の中心位置は $x = 30\text{cm}$ の砂堆頂部前面付近となっている。そ

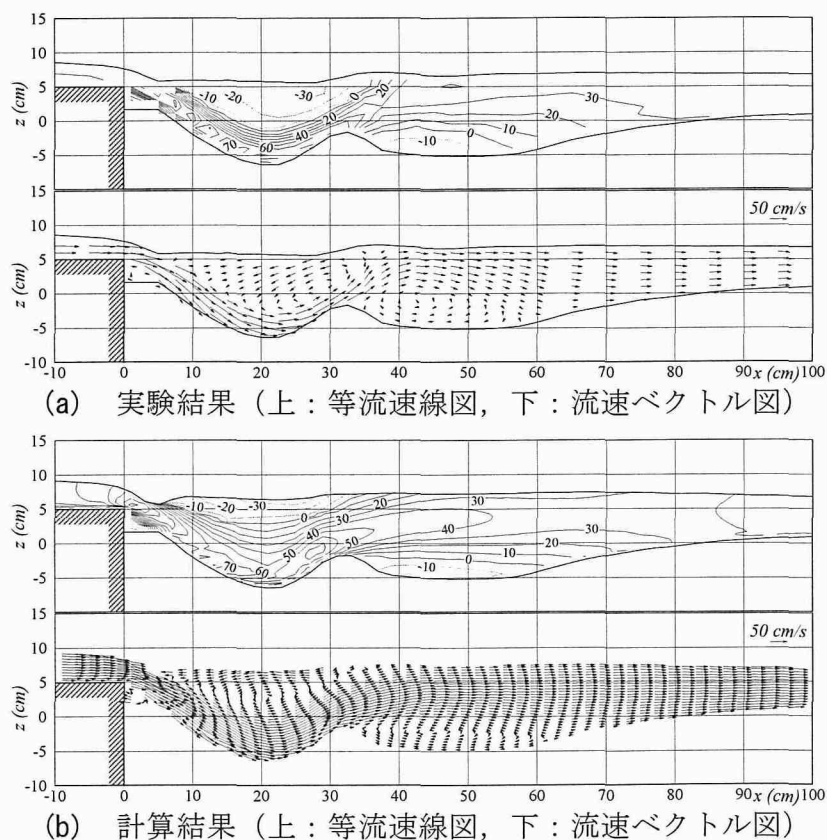


図 3.21 洗掘過程における実験結果と計算結果との比較 (潜り噴流)

して、砂堆を剥離した主流水脈は水面に向かって上昇し、その影響により水面形が盛り上がるのと同時に、 $x = 60\text{cm}$ 付近で河床に再接触している。また、洗掘孔内における主流の最大流速は、段落ち剥離後の流れが下降している河床面付近に表れている。一方、計算結果を見てみると、水面付近の逆流渦の中心位置や上昇流による水面形の盛り上がりなど、幾つかの相違点が見られる。しかしながら、巨視的には概ね再現できており、特に、河床変動計算で重要となる洗掘孔内での最大流速点の位置やその流速値、および砂堆剥離後の主流再付着点位置など良好に再現できている。したがって、潜り噴流時の洗掘過程に対し、本数値モデルによりある程度適用可能であるものと考えられる。

また、図 3.22 に、波状跳水状態における埋め戻し過程の (a) 実験結果および (b) 計算結果を示す。実験結果を見てみると、段落ち下流端を剥離した主流水脈は水面付近を流下しており、水面形が波状形状を示す明確な波状跳水状態を呈している。主流水脈下部には弱い逆流域が形成されており、主流再付着点位置は $x = 60\text{cm}$ 付近となっている。また、最大逆流流速の発生位置は $x = 30\text{cm}$ 付近となっている。計算結果を見てみると、水面形は波状形状を呈しているものの、実験値と比してその水位上昇位置に若干の差が見られる。また、主流水脈下部に形成される逆流域についても、固定床段落ち流れの再現計算と同様、再付着点位置が若干遠く過大に評価されている。しかし、全体的な流況については概ね再現できており、また、最大逆流流速の発生位置およびその値など良好に再現できている。したがって、波状跳水時の埋め戻し過程に対しても、ある程度適用できるものと考えられる。

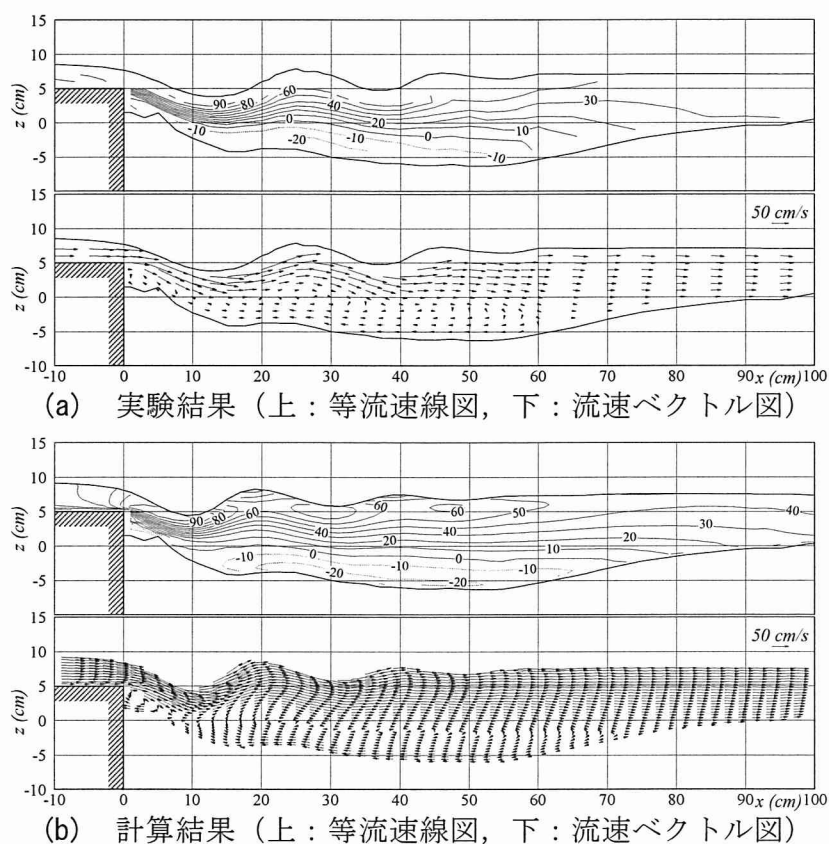


図 3.22 埋め戻し過程における実験結果と計算結果との比較 (波状跳水)

3.4 結語

本章では、第2章で提案した3次元流れの数值計算法について、まず、側壁境界を無視した鉛直2次元流数值計算モデルにより、そのモデルの妥当性について検討を行った。対象とした流れ場は、流下方向および鉛直方向の流れが卓越し鉛直2次元的な流れ場となっている、段落ち下流部における常流・射流混在場の流況である。そこで、まず、その流況特性である波状跳水状態および潜り噴流状態に関する水理実験を行うとともに、本数值モデルによる再現計算を行なった。また、各流況の移行過程および移行限界に関する再現計算を行ない、従来の実験結果と比較・検討した。さらに、移動床上において段落ち直下流部に形成される局所洗掘孔内の流況に関する水理実験を行ない、本数值モデルによる流況の再現計算を行なった。以下に、本章で得られた結果をまとめ結語とする。

- [1] 段落ち流れの流況特性である波状跳水状態について、本数值モデルによる実験の再現計算を行なった。その結果、数值計算では主流水脈下部に形成される逆流領域を若干過大に評価するものの、その特徴である水面の波状形状や、段落ち剥離後の水面付近に最大流速が表れる点など、計算結果はその流況特性を良好に再現することができた。また、流れの移行限界近傍では定常状態とはならず、段落ち直下流部の波状形状が崩壊と形成を繰り返す非常に不安定な流況となることを、実験同様に、数值計算でも再現・確認することができ、モデルの妥当性を示した。
- [2] 段落ち流れの流況特性である潜り噴流状態について、本数值モデルにより実験の再現計算を行なった。その結果、数值計算では実験に比べて主流再付着点付近の流速の加速が若干弱く、また、下流域における主流の拡散が実験に比べて遅いことが認められた。しかし、全体的には比較的良好に再現することができ、その流況特性である水面近傍での逆流渦の形成や、主流の再付着点位置など良好に再現することができた。また、潜り噴流状態での流れはほぼ定常状態に達し、実験同様に水面は比較的穏やかで平坦になることが数值計算により再現できた。
- [3] 段落ち部の流況は、主として上下流の水位差により流れが大きく変化する。そこで、互いの流れ（波状跳水状態、潜り噴流状態）の移行過程について、下流端水深を操作することにより数值計算による再現計算を行なった。

まず、波状跳水状態から潜り噴流状態への移行過程では、下流端水深を徐々に低下させていくに従い、段落ち直下流部の波状形状が顕著に表れはじめ、崩壊と形成を繰り返す不安定な流況となる。そして、ある瞬間にその波状形状が上流側へと碎波するような形となり、水面付近に逆流領域が形成されるとともに、その逆流領域に押しつぶされるように主流が底面付近を流れはじめ、潜り噴流状態へと移行する。

また、潜り噴流状態から波状跳水状態への移行過程では、下流端水深を徐々に上昇させていくに従い、水面付近における逆流領域が増大すると同時に、主流の再付着点位置が段落ち部から離れていく。そして、ある瞬間に主流は河床を離れ、水面

付近の逆流領域をフラッシュすると同時に、波状跳水状態へと移行する。

これらの現象は、トレンチ部における藤田・丸山[13]の実験結果と類似しており、計算結果は段落ち流れの移行過程を良好に再現できているものと考えられる。

また、本数値モデルの実用性について論じるため、渦動粘性係数の評価にそれぞれ 0-方程式モデル、および Smagorinsky モデルを適用した場合における計算時間による比較を行なった。その結果、0-方程式モデルの方が Smagorinsky モデルよりも計算時間の短縮化を図ることができ、また、3次元流れによる河床変動計算への適用を考慮した場合、2-方程式乱流モデル等ではより多くの計算時間を要することが推測され、これらのことから本数値モデルの実用面での優位性が認められた。

- [4] 互いの流れ（波状跳水状態、潜り噴流状態）の移行限界について数値計算を行ない、従来の実験結果との比較を行った。その結果、本数値モデルにより移行限界水深について実験結果を良好に説明することができ、さらに、波状跳水状態から潜り噴流状態への移行時における水面形状についても、良好に再現することができた。
- [5] 移動床上において段落ち直下流部に形成される局所洗掘孔内の流況についての水理実験を行い、本数値モデルによる流れの再現計算を行なった。そこで、まず、本数値モデルに導入している FAVOR 法について、複雑境界形状を有する流れ場に適用し、その導入効果についての検討を行った。それにより、長方形等間隔メッシュを採用している数値モデルに対して、FAVOR 法を導入することにより流況を的確に表現することができ、非常に強力な方法であるとともにその有用性が認められた。
- [6] 段落ち直下流部の特徴的な局所洗掘現象である、潜り噴流による洗掘過程および波状跳水による埋め戻し過程の両流況に対し、本数値モデルによる流況の再現計算を行なった。それにより、潜り噴流による洗掘過程では、洗掘孔水面付近に形成される逆流渦の中心位置等に相違点が認められるものの、段落ち剥離後における主流最大流速の発生位置やその値、および砂堆剥離後の主流再付着点位置など良好に再現することができた。また、波状跳水による埋め戻し過程では、固定床段落ち流れと同様、底面付近における逆流領域を若干過大に評価しているものの、全体的な流況や最大逆流流速の発生位置およびその値について良好に再現できており、以上のことから、段落ち下流部における河床変動現象に対し、本数値計算モデルによりある程度適用できるものと考えられる。

— 第3章 参考文献 —

- [1] 川津幸治：床固め工下流部の流況特性と局所洗掘に関する研究，鳥取大学修士論文，1982.
- [2] 鈴木幸一，道上正規，檜谷治，M. S. Ibrahim：段落ち部の流況特性，第29回水理講演会論文集，pp.615-620，1985.
- [3] Ohtsu, I. and Y. Yasuda: Characteristics of Flow over Drop-Structure, Proceeding of International Conference on Hydraulics in Civil Engineering, University of Queensland-Brisbane, Australia, pp.223-228, 1994.
- [4] 道上正規，鈴木幸一，川津幸治：床固め直下流部の局所洗掘過程のモデル化，京都大学防災研究所年報，第25号B-2，pp.493-507，1982.
- [5] Peter J. Mason and Kanapathypilly Arumugam: Free Jet Scour below Dams and Flip Buckets, Proc ASCE, Jour. of Hydr. Engrg., Vol.111, No.2, pp.220-235, 1985.
- [6] 神田佳一，村本嘉雄，藤田雄一郎：護床工下流部における局所洗掘とその軽減法に関する研究，土木学会論文集 No.551/II-37，pp.21-36，1996.
- [7] 川島幹雄，福岡捷二：床止め工周辺の河床変動計算法に関する研究，水工学論文集，第39巻，pp.689-694，1995.
- [8] 例えば，富永晃宏，禰津家久，劉建，神谷昌文：水面変化を考慮した河床状態急変を伴う開水路乱流の数値計算，第8回数値流体力学シンポジウム講演集，pp.337-340，1994.
- [9] 例えば，内田龍彦，福岡捷二，渡邊明英：床固め工下流部の局所洗掘の数値解析モデルの開発，土木学会論文集 No.768/II-68，pp.45-54，2004.
- [10] 梶川勇樹，道上正規，松原雄平，檜谷治，中本英利：段落ち部における常射流混在流れの数値計算，水工学論文集，第47巻，pp.823-828，2003.
- [11] 中本英利，道上正規，檜谷治：射流部を含む段落ち流れの数値解析，土木学会第55回年次学術講演会講演概要集第2部，pp.668-669，2000.
- [12] 中山卓，清水康行，マーク・シュメックリー，赤堀良介：河床波上の浮遊砂の数値計算，水工学論文集第44巻，pp.629-634，2000.
- [13] 藤田一郎，丸山達弥：トレンチ付き落差工流れの水理特性，水工学論文集，第45巻，pp.403-407，2001.
- [14] 牛島省，田中伸和：3次元適合境界座標系を用いた局所洗掘現象の数値解析，水工学論文集第39巻，pp.683-688，1995.
- [15] 長田信寿，細田尚，中藤達昭，村本嘉雄：円柱周りの流れと局所洗掘現象の3次元数値解析，水工学論文集第45巻，pp.427-432，2001.
- [16] 長田信寿，細田尚，村本嘉雄，中藤達昭：3次元移動座標系・非平衡流砂モデルによる水制周辺の河床変動解析，土木学会論文集 No.684/II-56，pp.21-34，2001.

第4章 3次元流数值計算モデルの適用性に関する研究

4.1 概説

第3章では、段落ち下流部における常流・射流混在場の流況を対象とし、鉛直2次元流計算により数值モデルの妥当性について検討を行った。それにより、段落ち流れの流況特性である波状跳水状態、潜り噴流状態、および互いの流れの移行過程等について良好に再現することができ、さらに、複雑河床境界に対するFAVOR法の有用性についても明らかにすることができた。そこで、本章では、3次元流数值計算モデルにより側壁境界を有する3次元的な流れ場への適用を試み、対象とする流れ場に対して行われた各水理実験との比較から、本数值モデルの妥当性について検討を行う。対象とする流れ場は、河川弯曲部・蛇行部の流れ、構造物周辺の流れ、および現地レベルにおける流況である。

まず、河床変動に大きな影響を及ぼすとされる、河川横断方向流速である2次流が発達する河川弯曲部および蛇行部の流況を対象とし、玉井ら[1]により行われた連続弯曲水路実験への数值モデルの適用を試みる。その際、側壁境界におけるFAVOR法の導入効果について、従来のデカルト座標系を用いた数值モデルによる計算結果[2][3]との比較から、その有用性について示す。さらに、河川蛇行流の中でも、従来の静水圧分布を仮定した準3次元流モデルではその流況の再現性について問題が指摘されている[4]、射流場における河川蛇行部の流況を対象とし、細田[5][6]により行われた連続蛇行水路の高速流水理実験への適用を試みる[7]。それにより、射流場における弯曲部・蛇行部の3次元流解析においては、非静水圧の導入が不可欠であることを明らかにする。

次に、構造物周辺の流況として、従来より数多くの研究が行なわれている水制を対象とし、Elawady[8][9]により行われた越流型不透過水制周辺の流況に関する水理実験に対し、本数值モデルの適用を試みる。その際、移動床上において水制周辺部で発生する局所洗掘現象に対し、その洗掘孔内の流況を対象とした数值計算についても試みる。次に、従来より2次元浅水流モデルによる数值解析的研究が数多く行われている、常流・射流混在場における構造物周辺の流況を対象とし、道上ら[10]により行われた急勾配水路における水理実験に対し本数值モデルの適用を試みる。それにより、射流から常流へと遷移する際に発生する跳水現象のような非常に複雑な流況下であっても、本数值モデルにより3次元的な流況計算が可能であることを示し、モデルの有用性について明らかにする。

最後に、現地レベルにおける3次元流れへの適用として、まず、バングラデシュ国・メグナ川のメグナ橋直上流突堤周辺において発生している局所洗掘現象に関し、その原因究明を目的として、メグナ橋周辺部の河床形状をモデル化したモデル河川に対して、本数值モデルの適用を試みる[11][12]。また、岡山県を流れる旭川の放水路である百間川・ニノ荒手周辺部を対象とした数值計算を行ない、従来行われている大型模型実験[13]との比較から本数值モデルの再現性について検討し、現段階における本数值モデルの適用限界について明らかにする[14]。

4.2 蛇行水路における3次元流れの数值計算

河川弯曲部あるいは蛇行部では、主流（流下方向流速）だけでなく河川横断方向の流れである2次流が発達し、河床変動に大きな影響を及ぼすことが知られている。つまり、弯曲部では遠心力の作用により外岸側の水位が上昇し、水面で外岸方向に、底面で内岸方向に流れる循環流、すなわち2次流が発達する。その流れによって、河床砂は外岸から内岸へ移動し、弯曲部では外岸側の洗掘および内岸側の堆積という平面的な河床変動が生じる。しかし、このような流況は一般に常流状態におけるものであり、弯曲部・蛇行部における流れは、常流であるか射流であるかによりその流況特性が大きく変化する[15]。

そこで、本節では、両流況下における河川蛇行部の流れを対象とし、まず、常流場における水理実験として、玉井ら[1]により行われた蛇行水路実験への本数值モデルの適用を試みる。次に、射流場における水理実験として、細田[5][6]により行われた高速蛇行流実験への適用を試み、本数值モデルの妥当性について検討する。

4.2.1 常流場における蛇行水路実験への適用

[1] 実験の概要と計算条件

玉井ら[1]は、弯曲部の解析を行う際の検証に用い得る資料を得ることを目的とし、連続弯曲水路を用いた実験的研究を行なっている。玉井らの用いた実験水路は、従来の自然河川の観測結果を参考に設計され、その中心軸は蛇行流路曲線（sine-generated curve）を近似した円弧と直線とが反転し連結する放物線形状となっており、また、水深と曲率半径との比が1に対して十分小さく、河川の流況と類似性を持つものである。その実験水路および実験条件を、それぞれ図4.1および表4.1に示す。

表 4.1 実験条件（玉井ら）

水路形状	連続弯曲水路
水路中心軸の曲率半径 (cm)	60
水路幅 B (cm)	30
弯曲中心角 ($^{\circ}$)	90
弯曲間の直線流路長 (cm)	30
水路勾配 I	1/1000
流量 Q (l/s)	1.96
平均水深 h_0 (cm)	2.93
断面平均流速 u (cm/s)	22.3
マンニングの粗度係数 n	0.012
フルード数 Fr	0.42

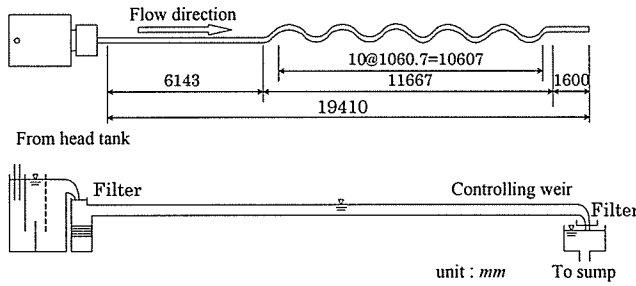


図 4.1 実験水路概略図 (玉井ら)

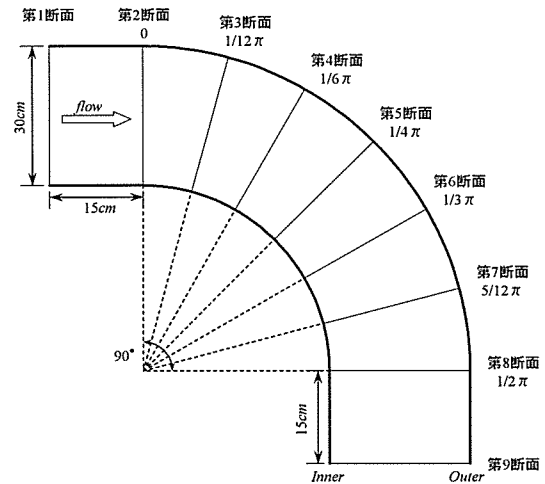


図 4.2 水路形状および断面番号 (玉井ら)

計算では、弯曲部入り口での流速が大きな影響を与えるものと考え、2つの弯曲が連続する水路を対象に行ない、計算結果には下流側弯曲部のものを用いる。図 4.2 に1弯曲分の水路形状および断面番号を示す。実際には2つの連続弯曲部を考慮しているため、上流側にもう1弯曲分ある。計算条件を表 4.2 に示す。計算領域は流下方向に 235cm、横断方向に 190cm、鉛直方向に 5.25cm の固定領域である。

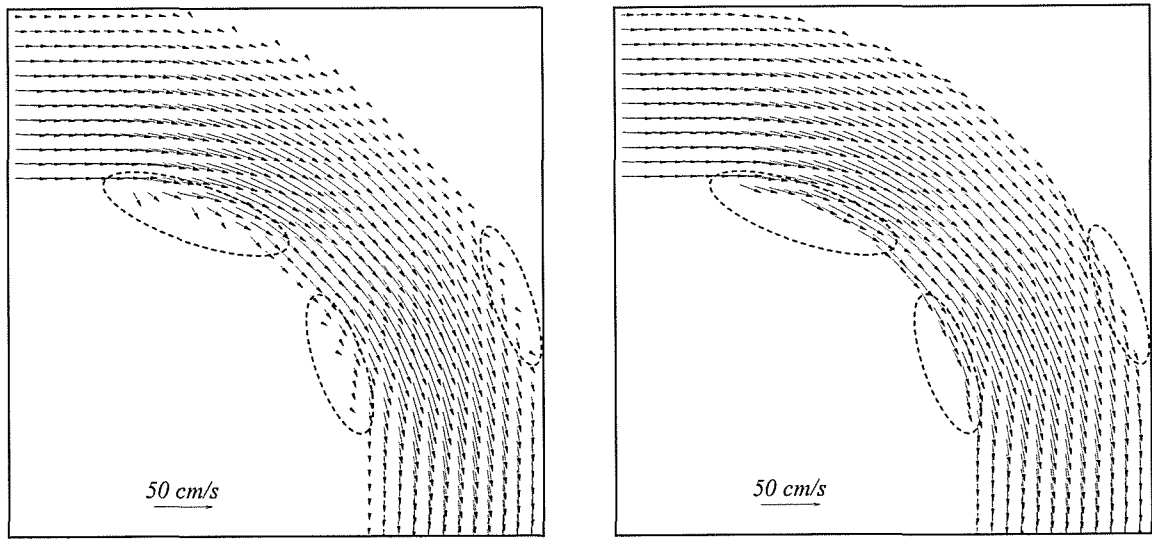
表 4.2 計算条件 (玉井ら)

計算時間間隔 Δt (sec)	0.002	
流下方向メッシュ間隔 Δx (cm)	2.5	
横断方向メッシュ間隔 Δy (cm)	2.5	
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)	0.25	
メッシュ数	x方向	94
	y方向	76
	z方向	21
人工粘性係数	K_V	1.0
	K_{VP}	0.0
最小体積率 V_{min} (%)	20	

[2] 側壁境界に対する FAVOR 法の導入効果について

前章 3.3.2 では、複雑河床境界に対する FAVOR 法の導入効果について、段落ち直下流部に形成される潜り噴流による洗掘過程の河床形状を対象とし、FAVOR 法の有無による計算結果の比較からその効果を検討した。それにより、FAVOR 法の導入によって流況を的確に再現することができ、その妥当性・有用性が明らかにされた。そこで、ここでは、蛇行水路における複雑側壁境界に対し、FAVOR 法の導入効果について検討する。

図 4.3 は(a)FAVOR 法導入前、および(b)FAVOR 法導入後における水深平均の平面流速ベクトル図を示している。図から明らかなように、FAVOR 法の有無によって大きく流況が異なり、FAVOR 法を導入することによって側壁近傍の流向を非常に滑らかに表現できていることが分かる。特に、破線枠内の部分では、FAVOR 法導入前においてその流向は弯曲形状にそぐわない方向を示している。しかしながら、FAVOR 法導入後には弯曲形状に沿った非常に滑らかな流向を表現できている。また、弯曲流の特徴である、弯曲部入口から出口までは内岸側が速く、その後流速の主流部が外岸側に移行するという現象も、FAVOR 法を導入することにより的確に表現されていることが分かる。



(a) FAVOR 法導入前

(b) FAVOR 法導入後

図 4.3 FAVOR 法の有無による水深平均流速ベクトル図の比較

以上のように、河川弯曲部・蛇行部などの複雑側壁境界に対しても、FAVOR 法を導入することによって境界近傍の流向を滑らかに表現することができ、その導入効果が認められるとともに、数值計算上非常に強力な方法であることが分かる。

[3] 計算結果と考察

以下、実験結果と計算結果との比較・考察を行うが、本数值モデルではデカルト座標系を採用しているため、実験における全計測点について計算点を一致できない。そのため、計算結果については、実験測定点近傍の平均値として求めている。

a) 主流流速の横断方向分布の比較

図 4.4 は、水深平均による主流流速の横断方向分布の比較を示したものである。図より実験における主流流速の横断分布形状は、水路の弯曲度に遅れて、兩岸から中に進行する様子が見られる。これは、2次流による運動量輸送効果の現れである[16]。計算結果は実験結果と若干の誤差があるものの、その傾向を良好に説明している。

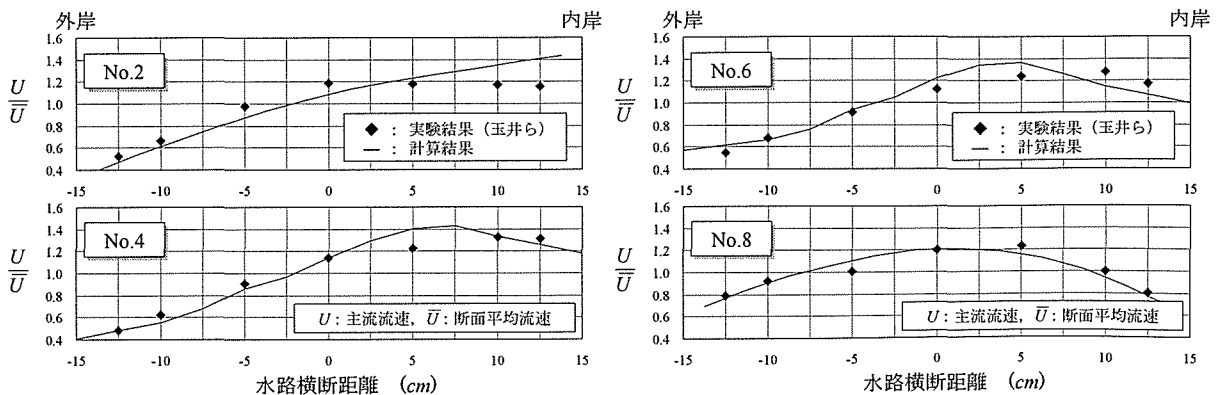


図 4.4 水深平均による主流流速の横断方向分布の比較

b) 主流流速の鉛直方向分布の比較

図 4.5 に実験結果および計算結果による主流流速の鉛直方向分布の比較を示す。玉井らによれば、実験における主流流速分布の特徴的な分布形として、最大流速の発生位置が通常の表面ではなく、水深中央部および底面付近に表れるとされている。そして、この分布形が弯曲入口付近では外岸側に見られ、それが次第に内側側へ移行すると報告されている[1]。計算結果を見ると、実験結果に比べてその度合いは弱いもののその分布形が再現できており、第 1~第 2 断面付近で外岸側に、そして第 6~第 9 断面にいくに従いその発生位置が内岸側へと移行していく様子が確認できる。また、全体的な流速分布の再現性も比較的良好であることが分かる。しかしながら、第 4~6 断面付近の内岸における側壁近傍の流速値については、実験値との適合性が悪い。これは、基礎式に FAVOR 法を導入してはいるものの、完全には境界による影響が取り除かれていないためと考えられる。

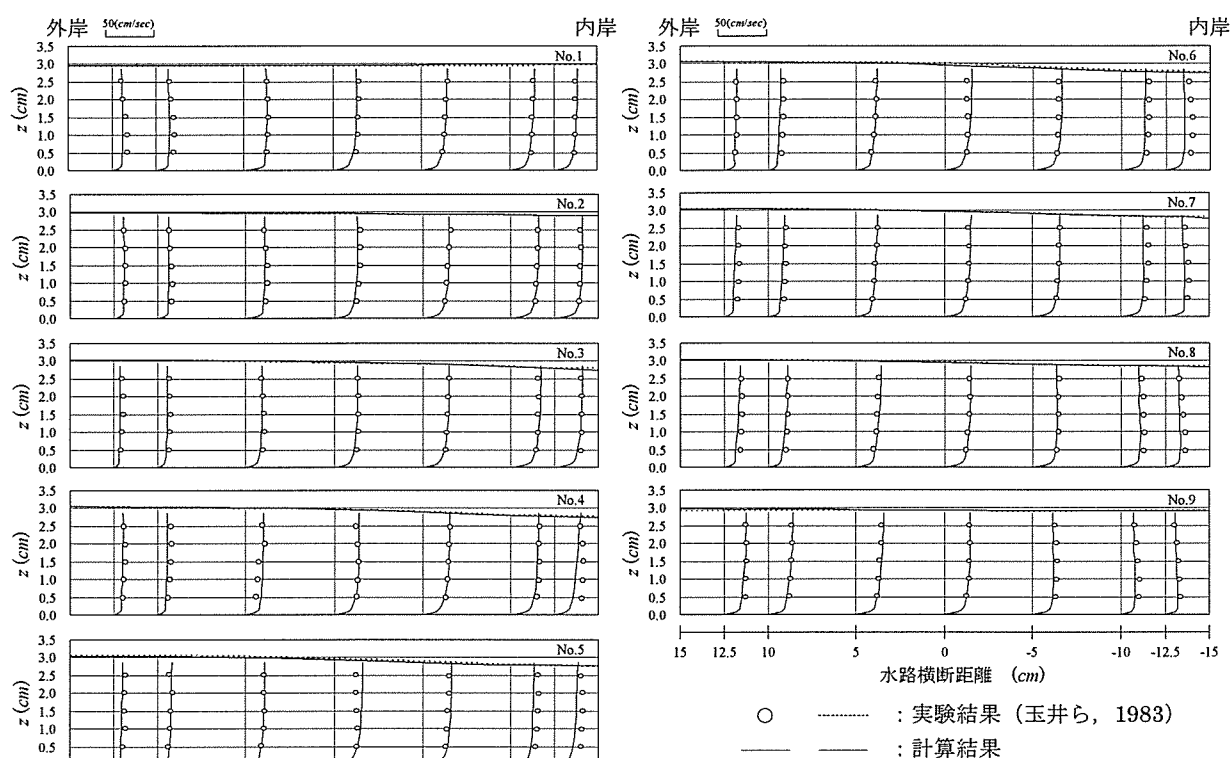


図 4.5 主流流速の鉛直方向分布の比較

c) 2次流流速分布および流速ベクトルの比較

図 4.6 に実験結果および計算結果による2次流流速分布の比較図を示す。玉井らによれば、実験における連続弯曲部の2次流の特徴として、弯曲部入口付近では前の弯曲の影響を受け水面付近で内岸向き、水底付近で外岸向きとなっているが、弯曲部中央付近でその流向は逆転し始め、その後現弯曲部での2次流が発達するというものであり、計算結果はその過程を良好に再現できていると言える。しかしながら、弯曲部中央付近における水面の2次流に関して、計算結果は実験結果を過大に評価している。これは、渦動粘性係数の

評価式による影響であると考えられる。すなわち、本数値モデルで採用している渦動粘性係数の評価式では、水面近傍においてそれを小さく評価してしまうため、そのせん断力も小さく算定される。したがって、拡散項（粘性項）による影響が小さくなり、流速値が大きく算定されたものと考えられる。また、第5～6断面付近の内岸における2次流が小さく再現されているが、主流の鉛直方向分布と同様、FAVOR法の導入によっても完全には境界の影響が取り除かれていないものと考えられる。

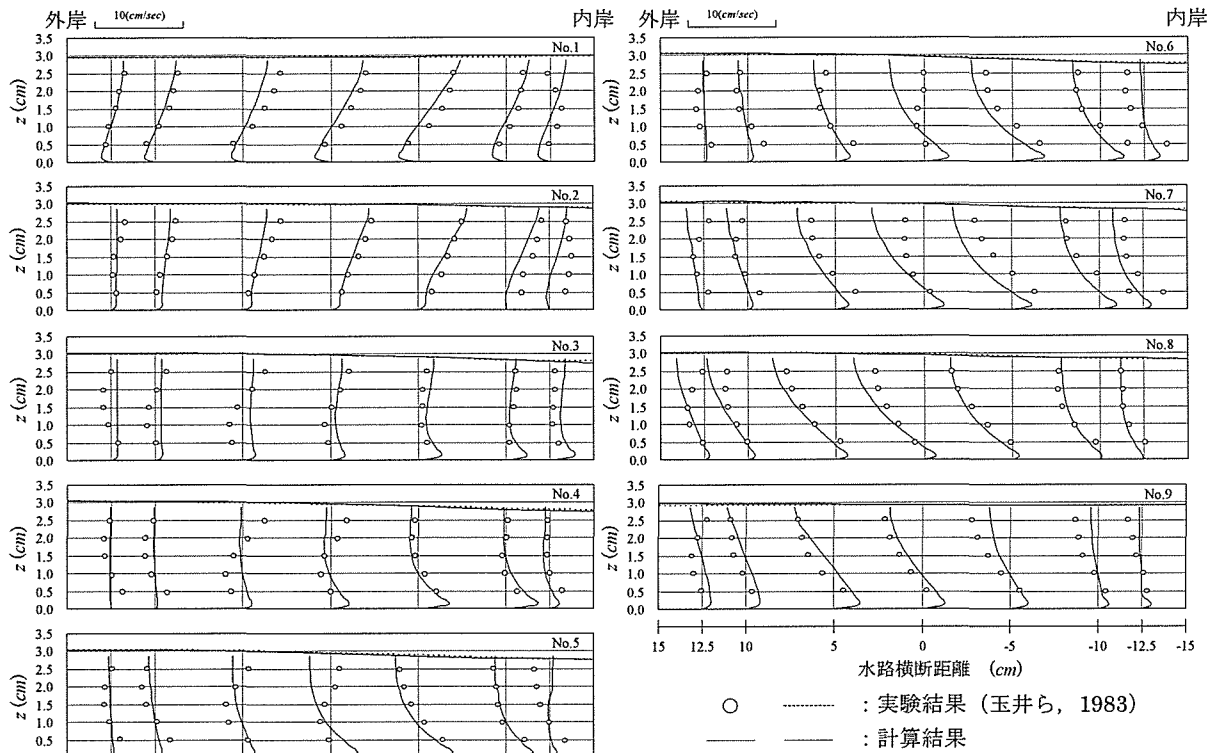


図 4.6 2次流流速の鉛直方向分布の比較

図 4.7 に計算結果による2次流の流速ベクトル図を、また、図 4.8 に玉井らの実験による2次流の流線を示す。これらの両図の比較より、計算結果は全体的に実験結果をほぼ再現できているものの、実験結果に見られる水面付近の小さな渦流を再現できていない。この渦流は前弯曲部からの影響によるもので、計算では前弯曲部による影響の減衰が速く、さらに2弯曲分の数値計算しか行っていないため、このような結果になったものと考えられる。また、メッシュ間隔による影響も考えられ、このような小さな渦流を表現するためには、より小さなメッシュ間隔に設定する必要があると考えられる。

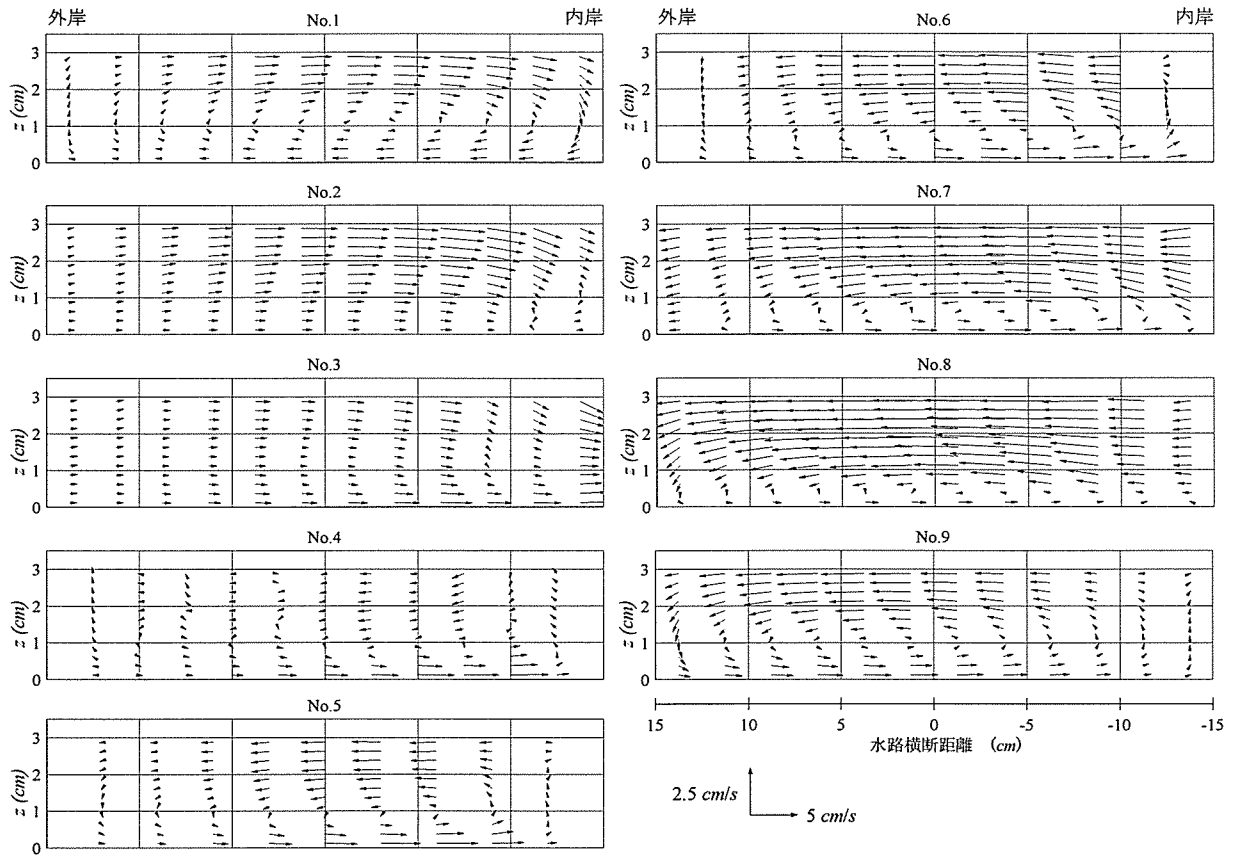


図 4.7 2次流の流速ベクトル図

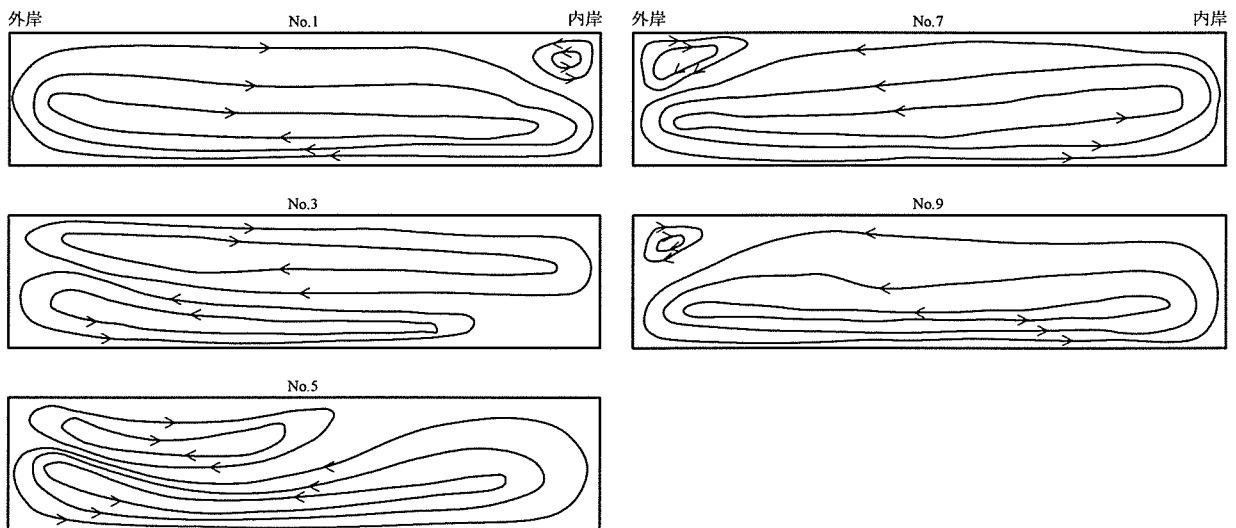


図 4.8 実験による2次流の流況図 (玉井ら)

d) 水面形状の比較

水面形状について実験結果と計算結果を比較したものが図4.9である。図より、計算結果は実験結果に比べて上流側第1断面での水深が若干大きいものの、全体的にはその水面形状を良好に再現している。特に、弯曲部中央付近において内岸側で水位が低くなり、外岸側で水位が高くなるという実験の傾向を良好に再現できている。

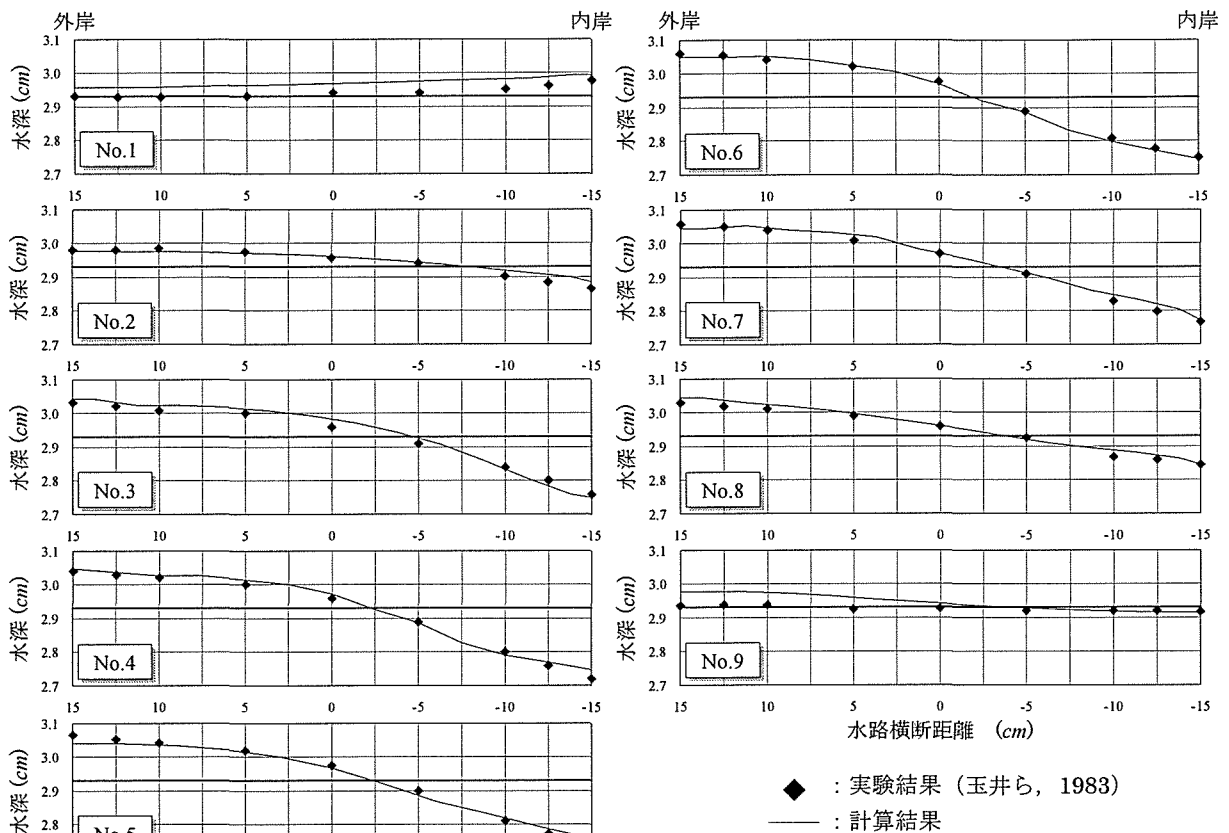


図 4.9 横断水面形の比較

e) 底面せん断応力分布について

河床変動計算を行なう場合、底面せん断応力の評価が重要となる。特に、河川弯曲部・蛇行部の側岸洗掘を再現するためには、河床境界付近で正確な値を算定する必要がある。図4.10は底面せん断応力 τ を平均せん断応力 τ_0 により無次元化したせん断応力コンター図であり、(a)、(b)は檜谷[2]による従来の計算結果を、(c)には本数值モデルによる計算結果を示している。図より、デカルト座標系における従来の計算結果は、側壁付近のせん断応力分布について、その分布形状が境界の影響により歪な形となっている。しかし、本数值モデルによる底面せん断応力の分布形状は、従来の計算結果である曲線座標系の分布形状に非常に似ていることが分かる。つまり、基礎式に FAVOR 法を導入することにより、複雑側壁境界におけるせん断応力分布についても滑らかに表現することができ、本数值モデルによって河床変動計算を行う場合、その精度が大きく向上するものと考えられる。

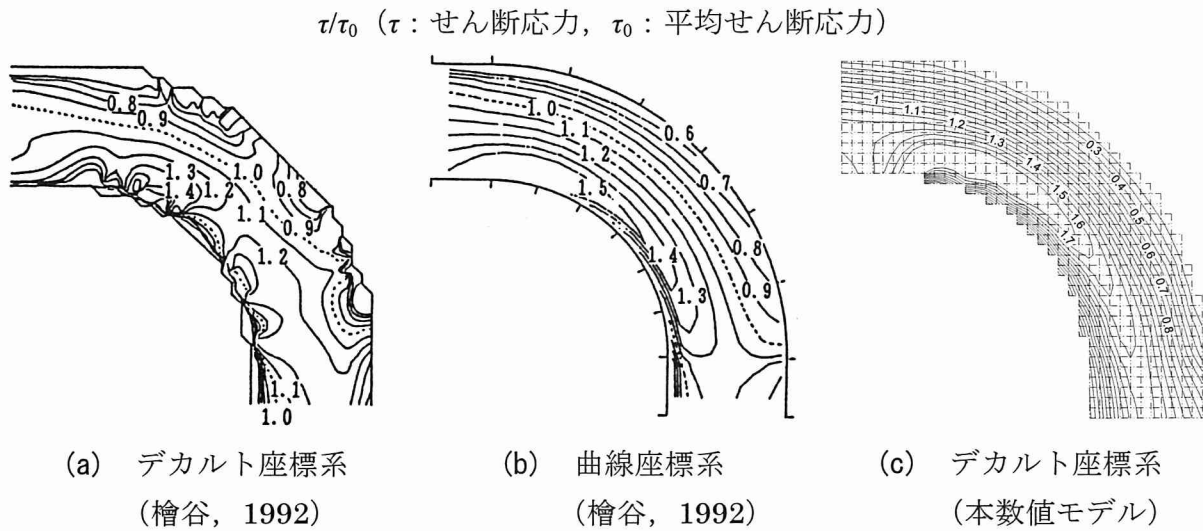


図 4.10 底面せん断応力コンターの比較

4.2.2 射流場における蛇行水路実験への適用

射流状態における河川弯曲部・蛇行部における流れは、非常に特徴的な流況を示す。すなわち、射流状態の流れが水路屈曲部に達すると、そこで生じた擾乱が下流方向へ1つの不連続面となって伝わり、衝撃波あるいは斜め定常波と呼ばれる水面の不連続面が生じる。さらに、この不連続面が次々と発生し、互いに干渉しあうことにより水面は縞模様を呈する[15]。本項では、このような射流状態における水路弯曲部・蛇行部の流れとして、細田[5][6]による連続蛇行水路の高速流水利実験を対象とし、本数値モデルの適用を試みる[7]。

[1] 実験の概要と計算条件

細田[5][6]は、開水路流れの一般的かつ基本的特性を解明することを目的として、側壁が波状境界である連続蛇行水路の高速流を取り上げ、水路蛇行と水面変動の応答について実験的、解析的に考察を行っている。ここで、本研究で対象とする実験水路および実験条件を、それぞれ図 4.11 および表 4.3 に示す。また、図 4.11 には実験における座標軸 n と断面位置も同時に示している。

表 4.3 実験条件 (細田)

流量 Q (cm^3/s)	593.4
平均水深 h_0 (cm)	1.01
蛇行波長 (cm)	24.0
最小曲率半径 (cm)	43.77
水路幅 B (cm)	8.0
水路勾配 I	1/25
フルード数 Fr	2.33

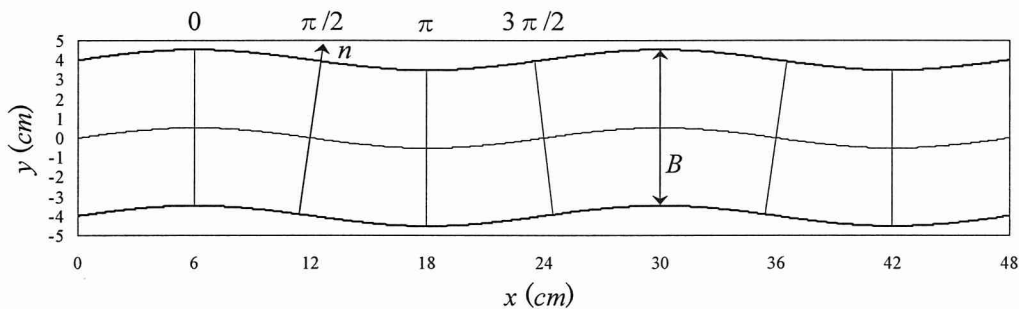


図 4.11 実験水路概略図 (細田)

計算条件を表 4.4 に示す. 計算領域は流下方向に 96cm, 横断方向に 10cm, 鉛直方向に 8cm の固定領域である. また, 図 4.12 に解析メッシュを示す. 図からも分かるように, 側壁境界において矩形格子近似法を適用した場合, 通常の直線水路となってしまう. そのため, FAVOR 法を適用しなければ, その蛇行形状を表現できないことが分かる.

表 4.4 計算条件 (細田)

計算時間間隔 Δt (sec)	0.002	
流下方向メッシュ間隔 Δx (cm)	1.0	
横断方向メッシュ間隔 Δy (cm)	1.0	
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)	0.2	
メッシュ数	x方向	96
	y方向	10
	z方向	40
人工粘性係数	K_V	1.0
	K_{VP}	0.0
最小体積率 V_{min} (%)	20	

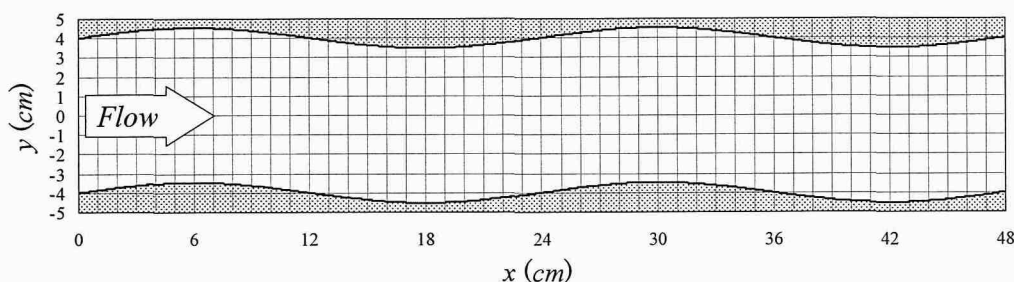


図 4.12 急勾配蛇行水路 (細田) の解析メッシュ

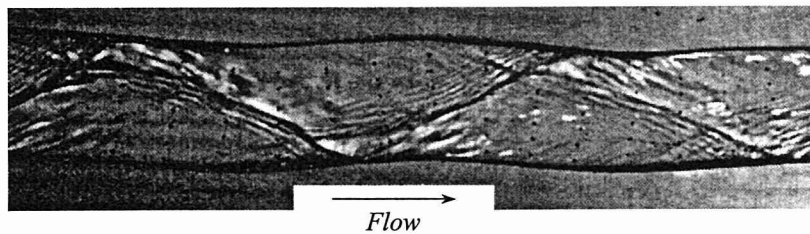
[2] 静水圧分布の仮定による数值計算と実験結果との比較

従来, 河床変動計算などを行なう場合, 非静水圧による計算では計算時間を膨大に要するため, 実用性を考慮し, 圧力分布に静水圧を仮定することでモデルの簡略化が図られてきた. しかし, 射流場における流れ急変部では大きな鉛直流が発達するため, 静水圧分布の仮定が許されなくなってしまう, 精度の低下が指摘されるとともに[4], 圧力分布に非静水圧を考慮する必要性が求められている. そこで, ここではまず, 圧力分布に静水圧を仮定した数值計算を行ない, 3次元流計算における非静水圧の必要性について再確認する.

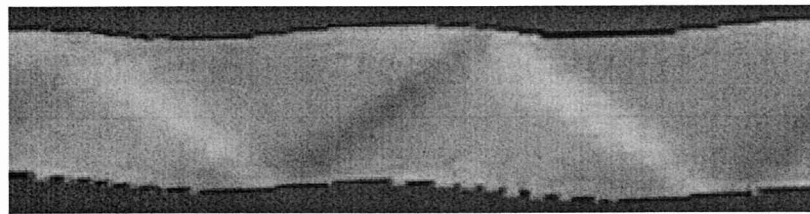
図 4.13 はそれぞれ(a)実験による流況写真 (細田, 2000), (b)水面形鳥瞰図 (Hosoda ら, 2002), および(c)水深コンター図 (計算結果) を示している. ここで, (b)については, Hosoda・Nishihama[17]による, 一般曲線座標系における浅水流モデルに基づく計算結果である. まず, 実験結果である(a)を見てみると, 蛇行部内岸から衝撃波が発生しており, それらが下流へと伝播して明確な縞模様を呈していることが分かる. そして, 流れが蛇行部内岸で衝突するため, 水深は内岸側で大きく, 外岸側で小さく現れており, 一般的に知られている河川蛇行流の水面形状とは逆位相になっている. 一方, (b)の Hosoda らによる計算結果を見てみると, 水路側壁から発生した衝撃波により水面は縞模様を呈しており, また, その衝撃波の発生位置など, 実験結果と良い一致を見せている. しかし, (c)の静水圧分布を仮定した本数值モデルによる計算結果は実験結果との対応が悪く, 蛇行部外岸付近から衝撃波が発生しており, その位相に大きく誤差が生じていることが分かる.

また、図 4.14 は実験結果と計算結果による横断水面形の比較を示したものであり、横軸は図 4.11 に示す座標軸 n を、縦軸は平均水深 h_0 からの誤差 Δh を h_0 により無次元化したものを表している。図からも分かるように、計算結果は実験結果と全く一致していない。

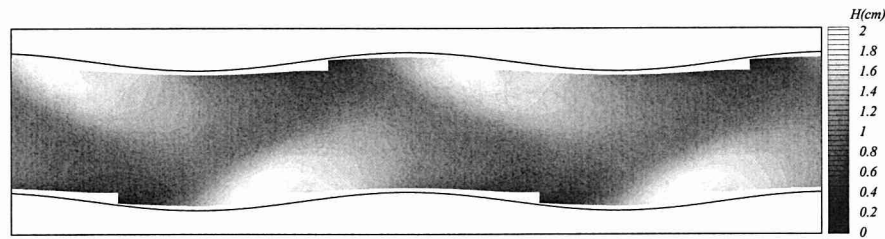
このように、静水圧を仮定したモデルであっても、浅水流モデルでは良い一致を見せるのに対し、準3次元流モデルでは全く一致しない。これは、準3次元流モデルによる基礎方程式には、運動方程式中に鉛直方向流速 w による項が含まれているためであり、流れの衝突により大きな鉛直流が発達している側壁近傍では、その項による影響が大きく表れるため、実験との適合性が悪くなったものと考えられる。したがって、射流状態下の蛇行流を3次元的に計算する場合、非静水圧の導入が必要となることが分かる。



(a) 実験による流況写真 (細田, 2000)



(b) 水面形鳥瞰図 (Hosoda, 2002)



(c) 水深コンター図 (計算結果)

図 4.13 実験結果との流況の比較図 (静水圧分布)

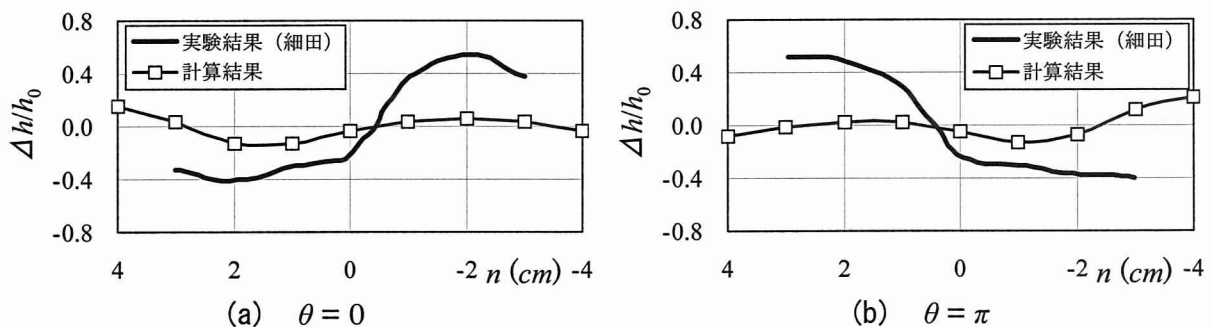


図 4.14 横断水面形の比較 (静水圧分布)

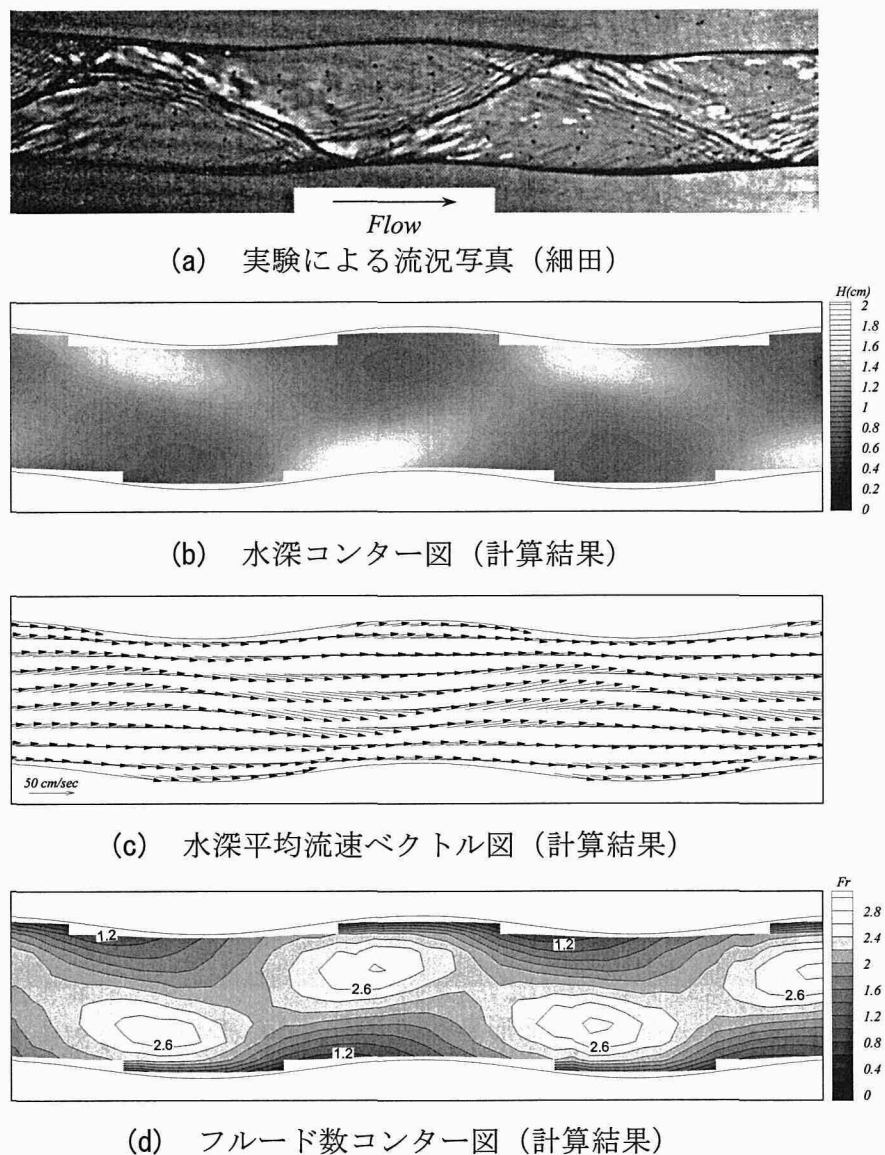


図 4.15 実験結果との流況の比較図 (非静水圧分布)

[3] 非静水圧分布を考慮した数值計算と実験結果との比較

a) 流況について

図 4.15 はそれぞれ(a)実験による流況写真 (細田, 2000), 以下, 計算による(b)水深コンター図, (c)流速ベクトル図, および(d)フルード数コンター図を示している. まず, (a)と(b)を比較してみると, 計算結果は実験同様, 蛇行部内岸側で水深が大きく現れており, そこから発生する衝撃波が干渉しあって流下方向に明確な縞模様を呈している. また, (c)の流速ベクトル図に着目すると, 流向は水路蛇行形状に沿わず, それと逆位相となっており, 計算結果は実験結果を良好に再現しているものと考えられる. 特に, 側壁付近での流向は基礎式に FAVOR 法を導入することによって滑らかに表現されていることが分かる. さらに, (d)のフルード数コンター図から, 水路全体にわたって射流状態にあり, その値も 2.0 前後と, 表 4.3 に示される実験値とほぼ同様であることが分かる.

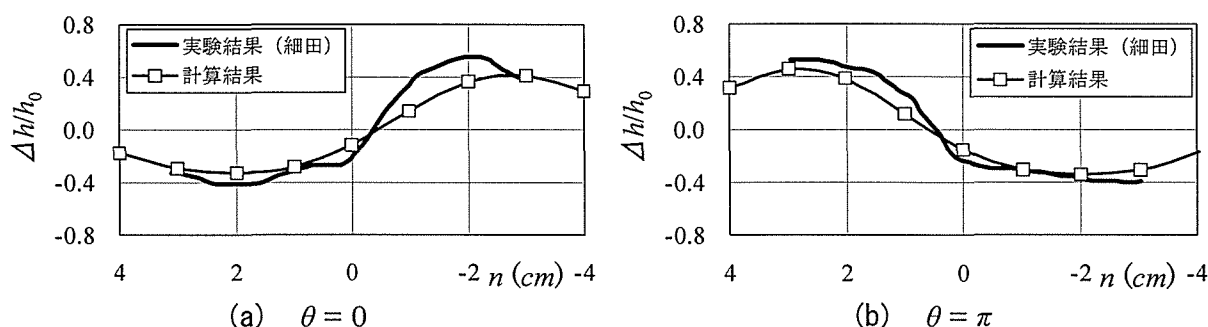


図 4.16 横断水面形の比較 (非静水圧分布)

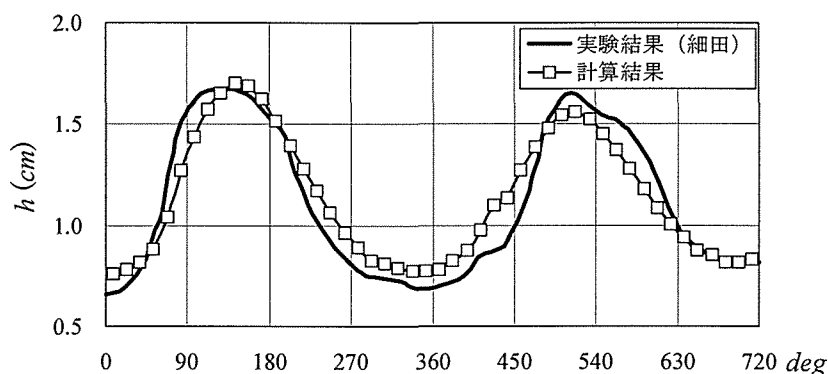


図 4.17 縦断水面形の比較 (非静水圧分布)

b) 水面形について

図 4.16 は実験結果と計算結果による (a) $\theta = 0$, (b) $\theta = \pi$ における横断水面形の比較を示している。各軸の説明については、図 4.14 と同様、横軸は図 4.11 に示す実験での座標軸 n を表しており、縦軸は平均水深 h_0 からの誤差 Δh を h_0 により無次元化したものである。これらの図における実験結果および計算結果の比較からも分かるように、計算結果は、水深が蛇行部外岸で高くなり、そして蛇行部内岸で小さくなる傾向を良好に再現できている。

また、図 4.17 は左岸から 5mm の位置における水深の縦断分布を示している。この図より、計算結果は実験結果の傾向を得ることができており、さらにその値についても良好に説明できていることが分かる。

c) 高速蛇行流の内部構造について

ここでは、これまでの計算結果から、本研究で対象としている射流場における高速蛇行流の3次元的な流れ構造について考察する。図 4.18 (a)～(b) に、図 4.11 に示す $x = 6, 12, 18$ および 24cm 断面における横断流速ベクトル図を示している。上流側より順に見ていくと、まず、(a) $x = 6\text{cm}$ 断面では、右岸近傍の水深が高く現れる位置において下降流が生じており、同時に底面付近では左岸向きの流速が大きく現れていることが分かる。次に、(b) $x = 12\text{cm}$ 断面では、右岸側で $x = 6\text{cm}$ 断面の下降流となった流れが水路床に沿って左右に広がっており、また、左岸側では、水路の蛇行形状により流向が強制的に右岸方向に向けられた流れと、右岸側からの下降流との衝突により水位の上昇が始まっている。そして、(c) x

= 18cm 断面では, (a)とは逆に, 左岸近傍の水深が高く現れる位置で下降流を生じると共に, (d) $x = 24\text{cm}$ 断面の左岸付近において流れが左右に広がっていく様子が計算されている. 以上の結果と図 4.15(c)の水深平均流速ベクトル図より, 高速蛇行流の流況模式図を図 4.19に示す. 図から分かるように, 流れは上昇および下降を繰り返し, あたかも3つの流れにより螺旋状の流況が存在するような状態になっているものと考えられる.

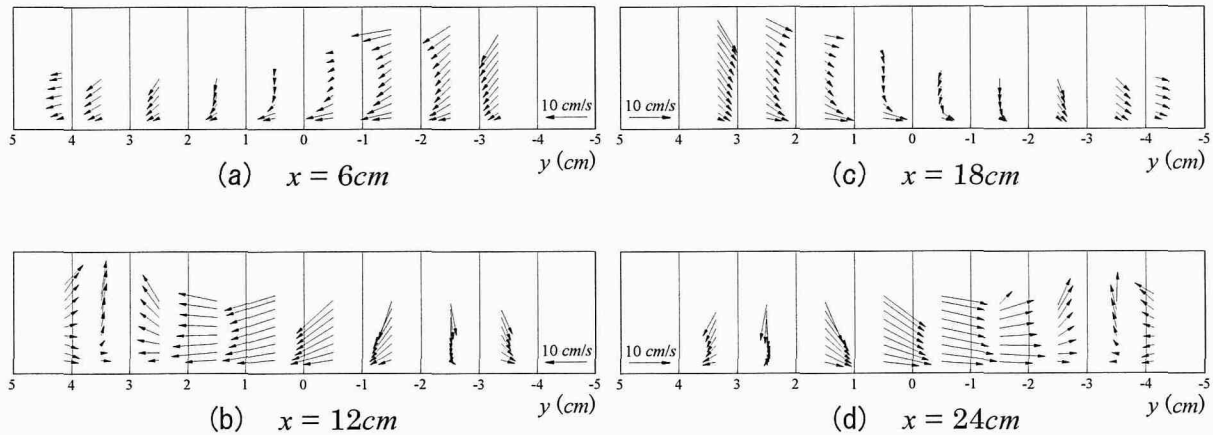


図 4.18 横断流速ベクトル図

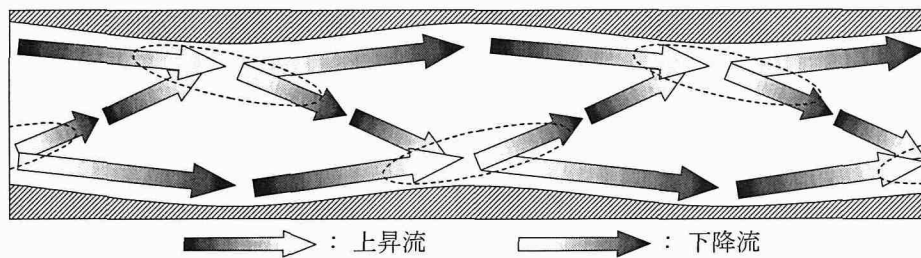


図 4.19 高速蛇行流の流況模式図

4.3 構造物周辺における3次元流れの数値計算

河道内に橋脚や突堤などの構造物があると、その周辺の流れ場では上昇流や下降流により、流れに鉛直方向成分が発生する。その大きさは、流下方向成分や横断方向成分と同程度にまで発達する場合もあり、それによりその場の圧力成分は静水圧分布から大きく外れることが予想される。また、この様な局所的な流れは河床変動に大きな影響を与え、特に構造物周辺では局所洗掘現象と呼ばれる局所的な深掘れが発生する。この局所洗掘現象は構造物の安定性を低下させるため、防災上非常に重要な問題であり、この現象を数値解析的に予測するためには、予めその局所流を精度良く予測する必要がある。

そこで、本節では、このような河道内に構造物がある場合を想定し、本数値モデルによる3次元局所流の再現性について、従来の水理実験に適用し検討する。まず、従来より数多くの研究が行なわれている水制を対象とし、Elawady[8][9]により行われた固定床上における越流型不透過水制周辺の流況に関する水理実験への適用を試みる。さらに、移動床上において発生する水制周辺の局所洗掘現象について、動的平衡状態における洗掘孔内の流況に関する数値計算を行ない、実験結果との比較から本数値モデルの妥当性について検討する。次に、道上ら[10]により行われた、急勾配水路における常流・射流混在場の流況を対象とし、本数値モデルの適用を試みる。

4.3.1 越流型不透過水制周辺における流れの数値計算

従来、水制工は洪水流による河岸の侵食防止や、舟運がある場合には水位を確保するためなどに利用されてきた。近年では、安定した淵を作り出し、魚類などの生息環境の改善にも有効であることから、その機能が見直されてきている水理構造物の1つである。本項では、その水制工の中でも、越流型不透過水制に注目しその局所流特性および洗掘特性について実験的に検討している、Elawady[8][9]により行われた水理実験を対象とし、本数値モデルの適用を試みる。

[1] 実験の概要と計算条件

洪水流などにより発生する越流型水制周辺の流れ場では、水制を越える流れが存在するため、非越流型水制に比べて非常に複雑な3次元流況が形成される。Elawadyは、その越流型不透過水制周辺の3次元流況を把握するため、まず、固定床上において水制の突き出し角および水制高を変化させた、詳細な流速分布の測定による実験を行っている[8]。さらに、一様砂による移動床実験では、その局所洗掘特性の解明を目的とし、洗掘に影響を及ぼすと考えられる各種因子を種々変化させた実験を行うとともに、直角水制については動的平衡状態における詳細な流速分布の測定を行っている[9]。ここでは、その直角水制のみを対象とし、固定床および移動床平衡状態における流れに関する数値計算を試みる。図4.20にその水制の設置状況を、表4.5に本項で対象とする実験条件を示す。また、図4.21はCase2の数値計算で使用する、移動床実験による平衡状態の河床形状を示している。

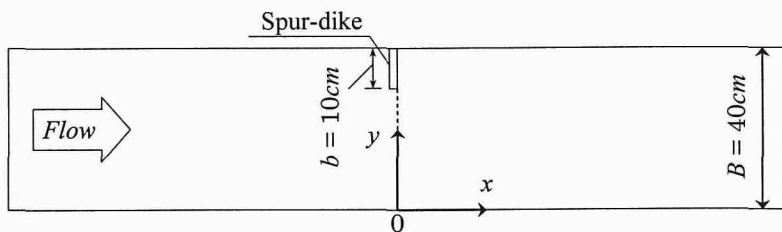


図 4.20 水制の設置状況 (Elawady)

表 4.5 実験条件 (Elawady)

	水流に対する 水制設置角度 (°)	水制高 d (cm)	水制長 b (cm)	水路床 条件	流量 Q (l/s)	下流端水深 h_0 (cm)	河床材料 平均粒径 d (cm)	マンニングの 粗度係数 n
Case1	90 (直角)	5	10	固定床	15.0	10.25	0.012	
Case2				移動床				14.5

水路幅 $B = 40\text{cm}$, 水路勾配 $I = 1/2,500$

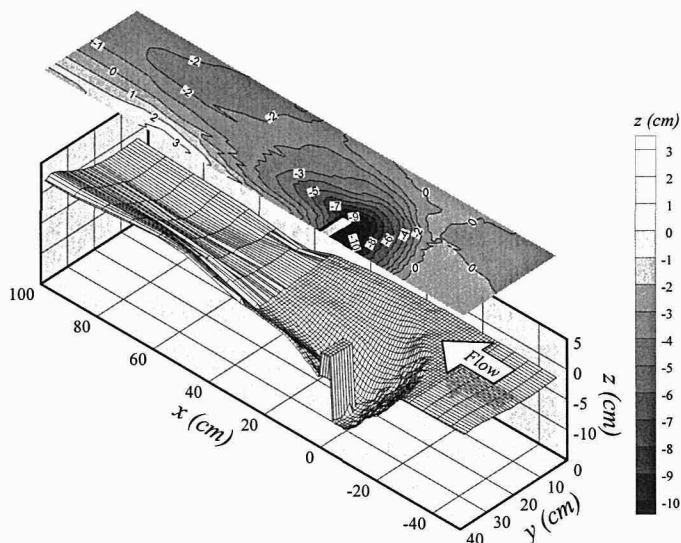


図 4.21 平衡状態における河床形状と河床コンター図

表 4.6 計算条件 (Elawady)

計算条件を表 4.6 に示す. 計算領域は, 流下方向に 300cm, 横断方向に 40cm, 鉛直方向に 15cm (Case2 では 25cm) の固定領域とし, 上流端から 150cm の位置に水制を設置する. また, 実験における水制厚は 1.5cm であるが, ここではその取扱いを容易にするため, 水制厚を 2.0cm として計算を行なう.

		Case1	Case2
計算時間間隔 Δt (sec)		0.0002	0.001
流下方向メッシュ間隔 Δx (cm)		1.0	2.0
横断方向メッシュ間隔 Δy (cm)		1.0	2.0
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)		1.0	1.0
メッシュ数	x方向	300	150
	y方向	40	20
	z方向	15	25
人工粘性係数	K_V	1.0	1.0
	K_{VP}	0.5	1.0

〔2〕固定床における水制周辺流れの実験結果と計算結果との比較 (Case1)

a) 水面形の比較

図 4.22 は、実験結果および計算結果による縦断方向の水面形の比較図を示している。これらの図より、計算結果は実験結果に比べて全体的に水制背後での水位低下量が若干小さく評価されているものの、水制前面での水位の上昇、および水制下流域における全体的な水位の低下など良好に再現していることが分かる。特に、水制前面から上流側における水面形に関して、計算結果は実験結果と良い一致を見せている。

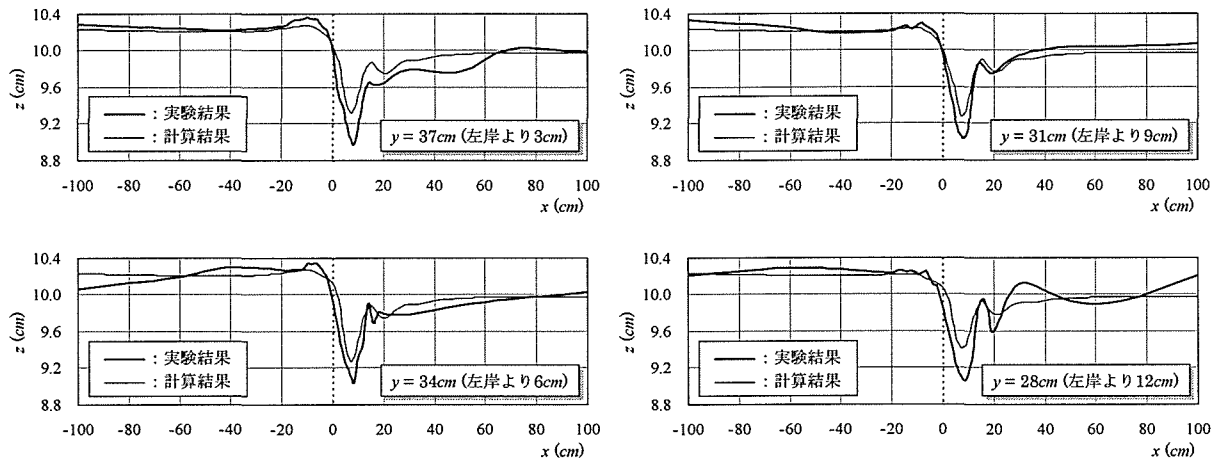


図 4.22 縦断方向の水面形比較図 (Case1)

b) 平面流況の比較

図 4.23 に、実験結果および計算結果による平面流速ベクトル図を示す。まず、水路底面 ($z = 1\text{cm}$) における実験結果および計算結果の図を比較すると、両結果とも、水制背後に剥離域が形成されており、その剥離域下流部の左岸側では流速が減少していることが分かる。その、剥離域の規模に着目すると、実験[8]ではその長さが約 25cm とされているのに対し、計算でもその規模は約 25cm と良好に再現できている。また、計算による水制前面の左岸近傍に着目すると、流向が上流側を向いていることが分かる。これは、上流からの流れが水制前面に衝突し、流れの一部が底面に潜り込んでいることを意味している。実験では、水制前面での流速値が得られていないために比較はできないものの、従来の水制に関する水理実験[2]あるいは数値計算[18][19]においてもこのような流れが確認されており、計算は実験によるこれらの流況を再現できているものと考えられる。次に、表面 ($z = 9\text{cm}$) における実験結果と計算結果の図を比較すると、実験においては、水制による水はね効果により水流が水路中央へと向けられるため、 $x = 20\text{cm}$ 付近から急激に表面流速が小さくなるのに対し、計算においては、実験同様に左岸付近の表面流速は小さくなるものの、その位置は $x = 40\text{cm}$ 付近からとなっており、若干実験結果との対応が悪い。これは、次に示す縦断方向の流速ベクトルの比較より、渦動粘性係数の評価式に放物型の 0 -方程式モデルを採用している影響と考えられる。

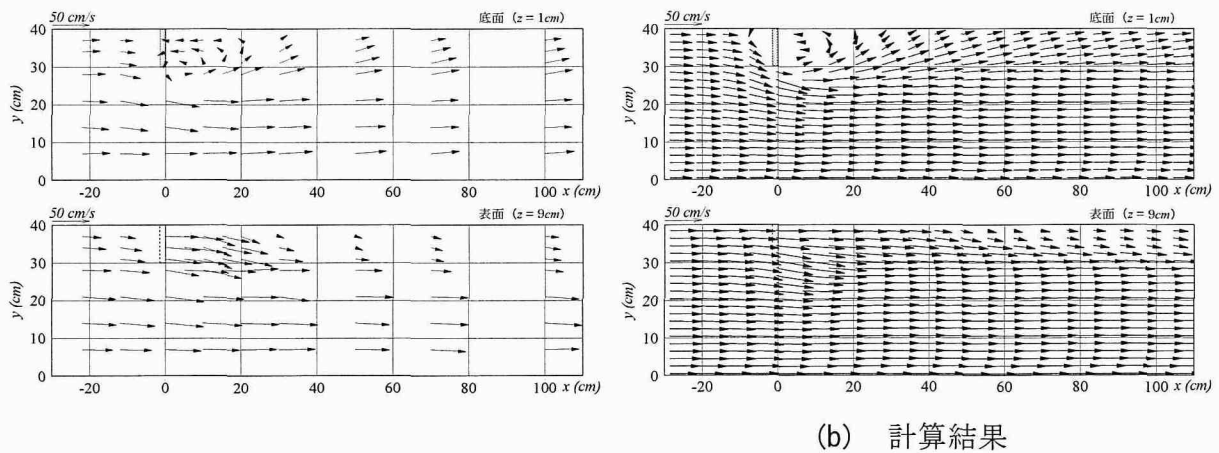


図 4.23 底面および水面における平面流速ベクトルの比較図 (Case1)

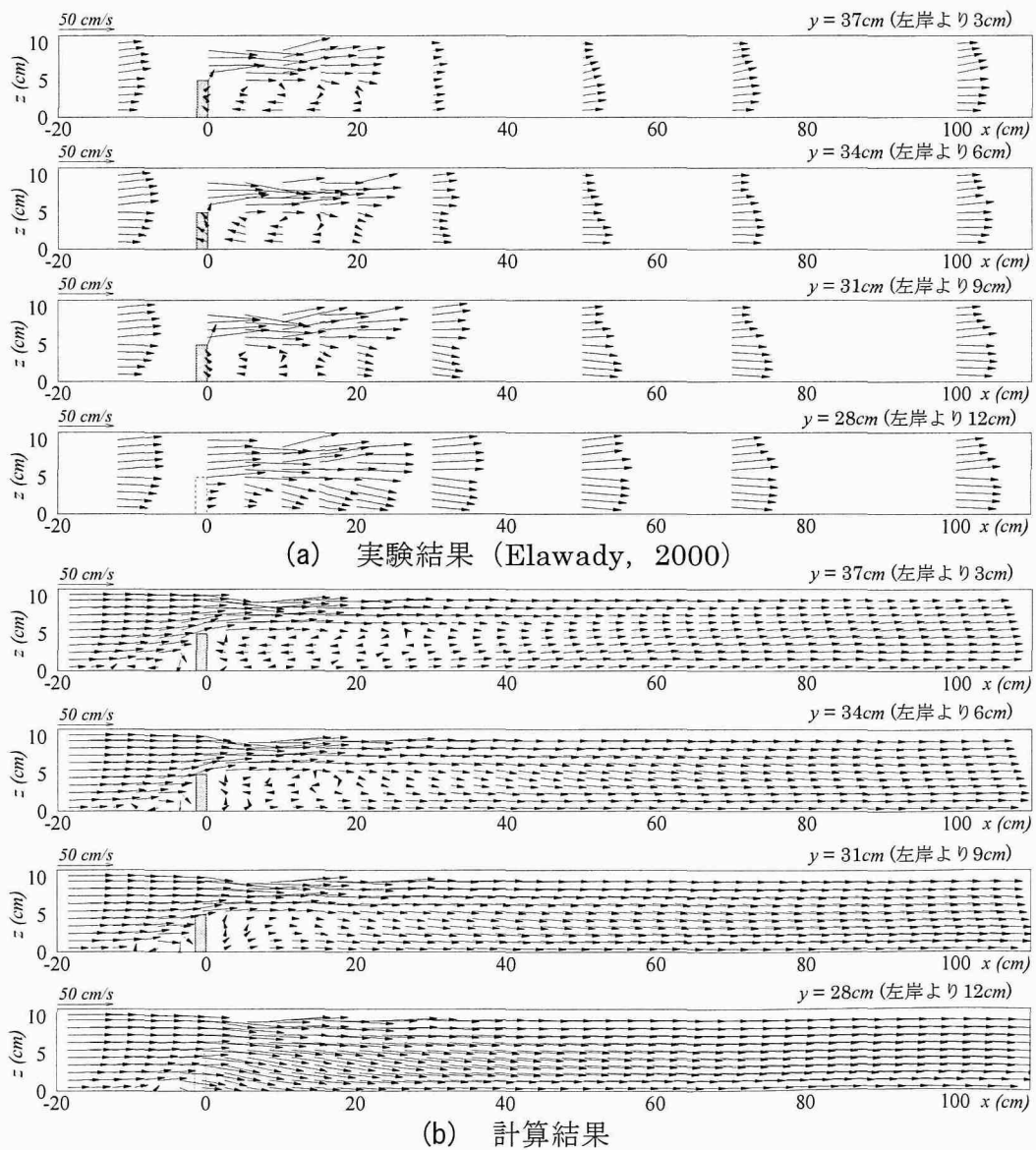


図 4.24 縦断流速ベクトルの比較図 (Case1)

c) 縦断流況の比較

図 4.24 は、実験結果および計算結果における縦断流速ベクトルの比較図を示している。まず、実験結果による流速ベクトル図に着目すると、水制上端を剥離した流れは一度下降流を示した後すぐに上昇し、 $x = 30\text{cm}$ 付近より急激に流速が減少していることが分かる。そして、右岸方向からの流れの潜り込みにより、底面付近から流速が発達していく様子が分かる。また、水制下流域の流れは、水制高を境として、上部が上昇流、下部が下降流の様相を呈している。一方、計算結果を見てみると、水制上端を剥離した流れの下降・上昇や、水制背後の剥離域の規模等については、これまで同様良好に再現できている。また、左岸側壁近傍においては実験結果同様、 $x = 30\text{cm}$ 付近より底面近傍からの流速の増加が見られ、その流況特性を良く再現しているものと考えられる。しかし、水制下流域において、その底面流速の増加は見られるものの、水面付近における流速の逡減が実験結果に比べて遅く、その対応が良くない。これは、前節 4.2.1 において、弯曲部における2次流表面流速を過大に評価したものと同様、渦動粘性係数の評価式に放物型の0-方程式モデルを採用している影響と考えられる。すなわち、渦動粘性係数は水深方向に放物型の分布形状を示すため、水面近傍において小さく算定されるとともに、拡散項（粘性項）の影響も小さくなることから、表面流速の逡減が再現されなかったものと考えられる。

d) 横断流況の比較

図 4.25 に、実験結果および計算結果による横断流速ベクトルの比較図を示す。これらの図より、計算は実験結果同様、上流側から水制設置位置に近づくにつれて底面付近より水路右岸方向への流れが発達しており、特に水制設置部ではその水はね効果により、大きな右岸方向流速へと発達していることが分かる。また、水制背後では、水路中央部から左岸底面へと潜り込む流れにより渦（2次流）が形成されている点など、計算結果は実験結果を良好に再現している。

以上のように、水制下流域において、水面近傍における流速の逡減が再現されなかったものの、河床変動計算で必要となる底面近傍流速については、その流況特性である水路中央部からの流れの潜り込みによる流速の増加や、また水制背後での2次流の様子など比較的良好に再現されており、これらのことから、水制周辺における河床変動計算にある程度適用可能であると考えられる。

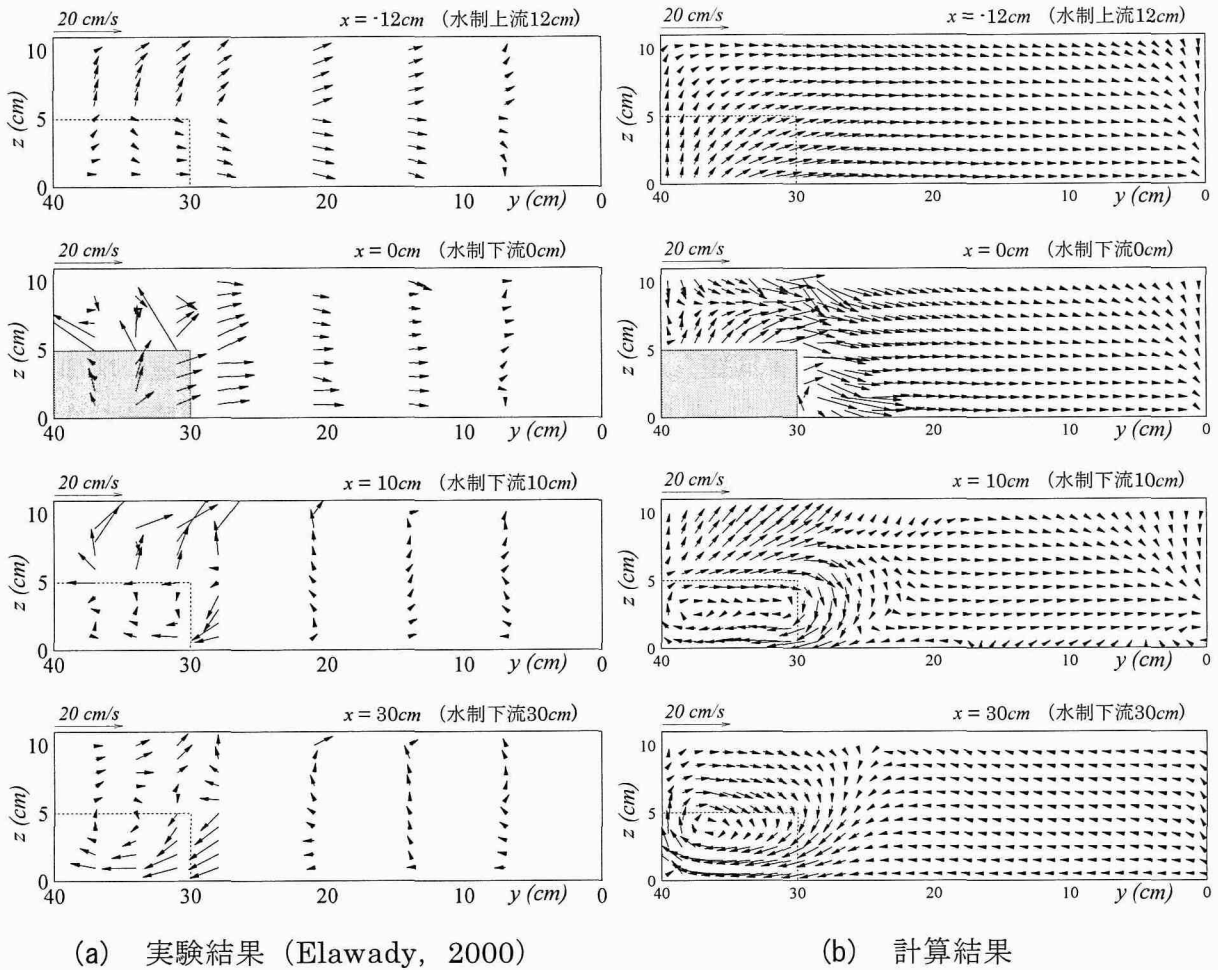


図 4.25 横断流速ベクトルの比較図 (Case1)

[3] 移動床平衡状態における洗掘孔周辺流れの実験結果と計算結果との比較 (Case2)

a) 縦断流況の比較

図 4.26~28 に、実験結果および計算結果における縦断流速ベクトルの比較図を示す。これらの図から分かるように、全体的に計算結果は実験結果を良好に再現していることが分かる。左岸側より順に見ていくと、まず左岸より 3cm の位置 (図 4.26) では、水制前面に形成されている洗掘孔内において、明確な逆流渦が形成されていることが分かる。渦の中心位置は、実験では $(x = -10\text{cm}, z = -3\text{cm})$ 付近であり、計算では $(x = -14\text{cm}, z = -4\text{cm})$ 付近と、若干その位置は異なるものの、比較的良好に再現できている。また、水制背後における剥離域の規模についても、実験では約 10cm であり、計算では約 11cm と良好に再現している。加えて、底面近傍の流況に着目すると、複雑河床境界に対する FAVOR 法の適用により、従来、Zhou[18]により行われたデカルト座標系における計算結果と比しても、その流向を非常に滑らかに表現できている。次に、左岸より 12cm の位置 (図 4.27) では、先程同様、渦の中心位置が若干異なるものの、計算結果は、水制前面の洗掘孔内底面付近

において逆流渦の影響が残存している点や、さらには主流の再付着点位置についても実験結果を良好に再現している。最後に、左岸より20cmの位置(図4.28)では、計算結果は実験同様、依然底面付近の逆流渦の影響が残存しており、その流況を良好に再現している。

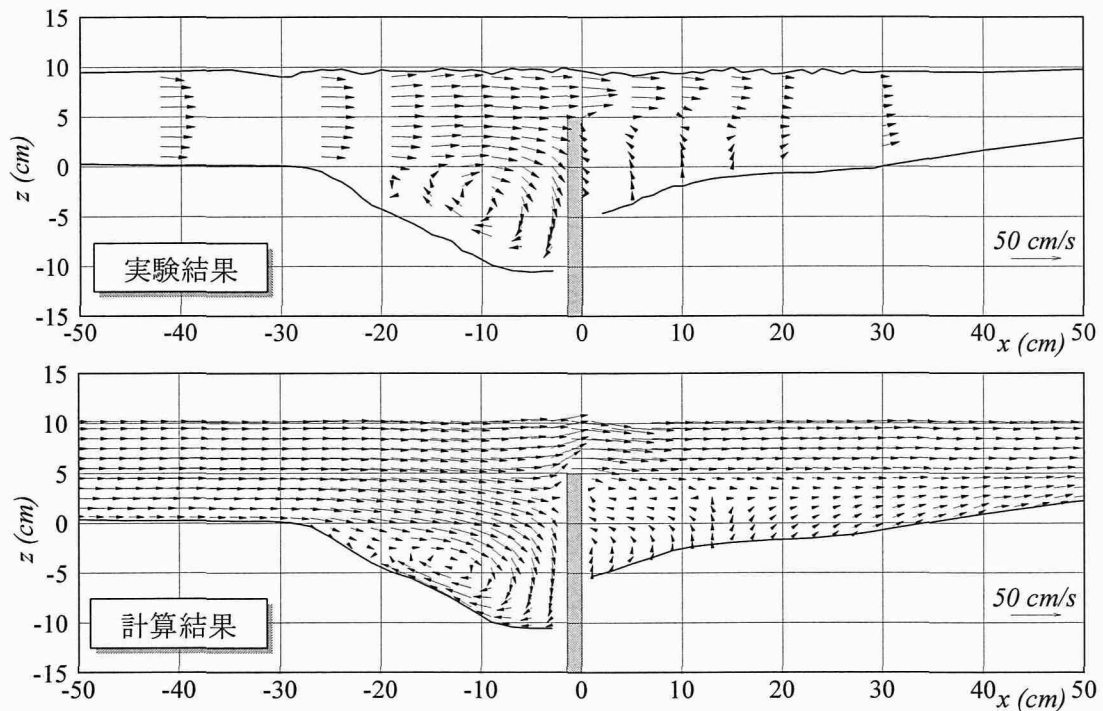


図 4.26 縦断流速ベクトルの比較図 (Case2 : 左岸より 3cm)

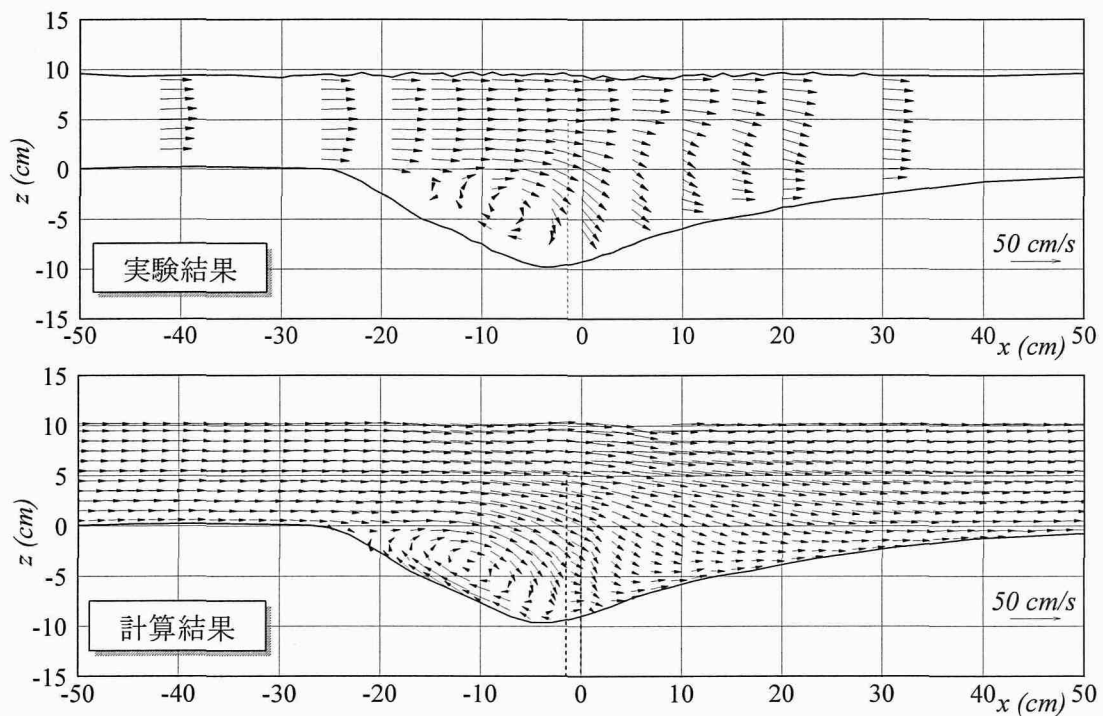


図 4.27 縦断流速ベクトルの比較図 (Case2 : 左岸より 12cm)

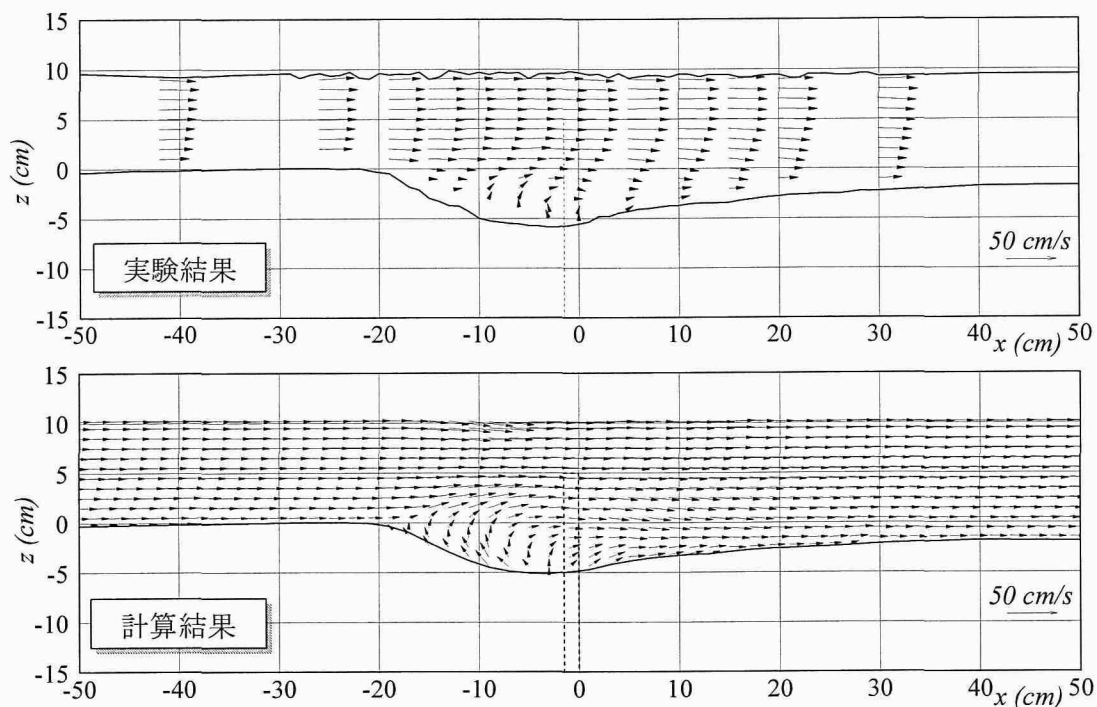
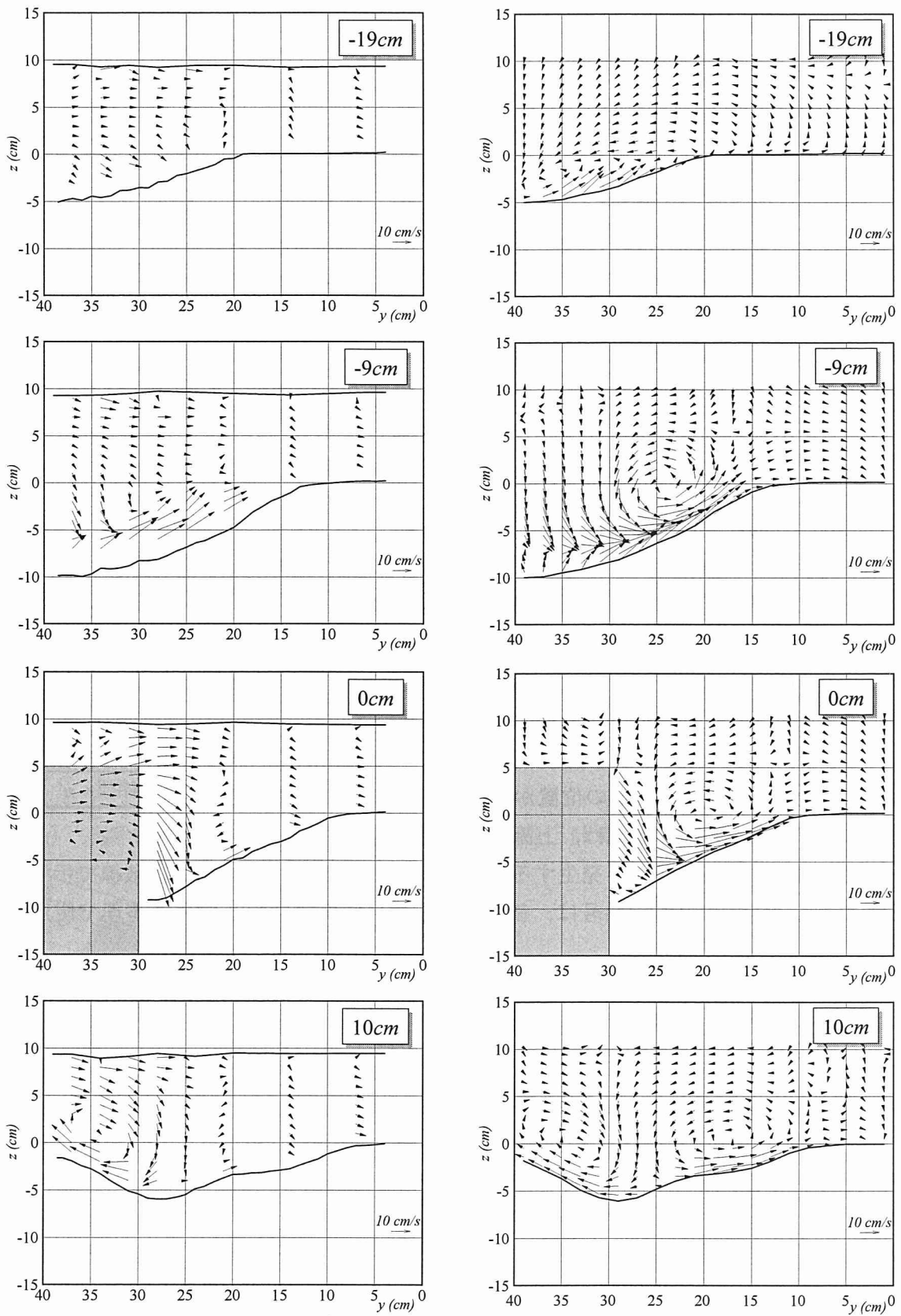


図 4.28 縦断流速ベクトルの比較図 (Case2 : 左岸より 20cm)

b) 横断流況の比較

図 4.29 に、実験結果および計算結果による横断流速ベクトルの比較図を示す。図から分かるように、全体的な流況については先程の縦断流況同様、計算結果は実験結果を比較的良好に再現している。上流側より詳しく見ていくと、まず水制上流域では、水制設置位置に近づくにつれて、底面付近に左岸から右岸へと向かう強い上昇流が発生していることが分かる。この右岸方向の流れは、洗掘孔内部の馬蹄形渦に伴うものである。 $x = -9\text{cm}$ 断面の計算結果を見ると、その洗掘孔底面から右岸へと向かう強い上昇流により、 $y = 25\text{cm}$ 付近では明確な鉛直渦が形成されている。この鉛直渦について、実験では十分に確認することはできないものの、Zhou[18]による数値計算においても、同様に弱い鉛直渦が形成されており、概ねその流況を再現しているものと考えられる。そして、水制設置部では、その水はね効果により右岸へと向かう強い流れが生じている。しかし、計算結果では、水制高以上における水はね効果が十分に再現されていない。これは、水制厚を 1 メッシュで表現しているために主流の剥離による圧力低下が水制上面全体にわたって適用され、したがって水制から剥離しようとする流速が水制方向へと引き込まれてしまうためである。しかし、底面付近の流況については良好に実験結果を再現している。最後に、水制背後を見てみると、計算結果は実験結果同様、 $y = 25\text{cm}$ 付近を境にして、左岸側では水制背後に底面から潜り込む流れによる渦が形成されており、その渦の中心位置も実験値とほぼ一致している。また、右岸側においても、底面付近から河床形状に沿って上昇する右岸方向への流れが形成されており、計算結果は実験結果を概ね再現できているものと考えられる。



(a) 実験結果 (Elawady, 2002)

(b) 計算結果

図 4.29 横断流速ベクトルの比較図 (Case2)

4.3.2 急勾配水路における常流・射流混在流れの数値計算

近年の『多自然型川づくり』に基づく河川事業等においては、川幅の変化や緩急の勾配を配した複雑な河道形状を計画するようになってきており、さらには治水上若干の障害となる恐れのある、樹木を含む中州なども残す方向で検討する場が出てきている。そのため、治水上の重要性から、従来よりこのような複雑な流れ場における常流・射流の混在する流れおよび河床変動を対象とした研究が行われており、浅水流モデルによる平面2次元の数値計算においてはそれぞれ良好な再現性が報告されている[20]-[23]。しかしながら、このような複雑な流れ場に対し、3次元的に検討を行った研究例は殆どなく、また、近年注目され始めている、淡水魚類の定着あるいは生息に関する定量的評価ツールであるPHABSIM (Physical Habitat Simulation System) [24][25]などでは、対象とする魚類のハビタットに対応する複雑な流況を高精度に再現する必要性から、3次元流数值計算モデルの開発が求められている。以上より、本項では、道上ら[10]により行われた急勾配水路における常流・射流混在流れの水理実験に対し、本数值モデルの適用を試みる[26]。

〔1〕 実験の概要と計算条件

道上ら[10]は、山地河川における『多自然型川づくり』の研究の一端として、水制工を配した急勾配水路における常流・射流混在流れを対象とした水理実験を行っている。実験は、表4.7に示す実験条件のもと、図4.30に示すような同形の構造物を(a)左岸側壁、および(b)水路中央に設置した2Caseが行われている。水制工は上流端より200cmの位置から設置されており、また、実験における流れは、上流より射流→常流

表4.7 実験条件 (道上ら)

水路勾配 I	1/25
水路幅 B (cm)	40.0
水制長 b (cm)	20.0
流量 Q (l/s)	13.6
下流端水深 h_t (cm)	2.18
マンニングの粗度係数 n	0.01

→射流と構造物前面で跳水が発生するような流況である。ここで、図中に破線で示す $I = \textcircled{1}$ … および $J = \textcircled{1}$ … の各断面番号は、後に示す3次元流計算による結果の整理で使用する。

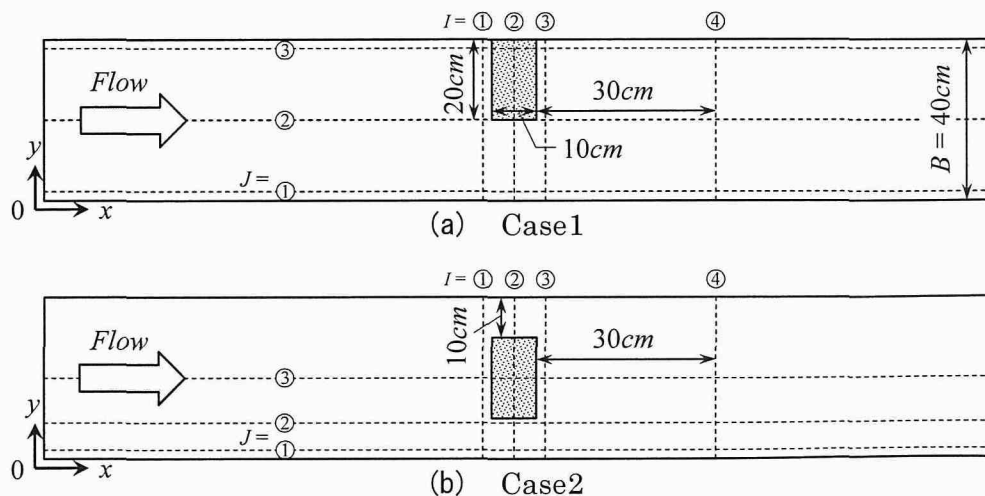


図4.30 水制の設置状況 (道上ら)

表 4.8 に計算条件を示す。計算領域は、流下方向に 450cm 、横断方向に 40cm 、鉛直方向に 26.5cm の固定領域である。水制工は上流端から 150cm の位置に設置する。計算は図 4.30 に示す 2Case を対象とし、また、以下では実験結果と計算結果との比較・考察を行うが、水面形および平面流況については、従来の浅水流モデルによる計算結果[10][27]も同時に示す。

表 4.8 計算条件 (道上ら)

計算時間間隔 Δt (sec)	0.001	
流下方向メッシュ間隔 Δx (cm)	2.0	
横断方向メッシュ間隔 Δy (cm)	2.0	
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)	0.5	
メッシュ数	x方向	225
	y方向	20
	z方向	53
人工粘性係数	K_V	2.5
	K_{VP}	0.0
最小体積率 V_{min} (%)	20	

[2] Case1 における実験結果と計算結果との比較

a) 水面形について

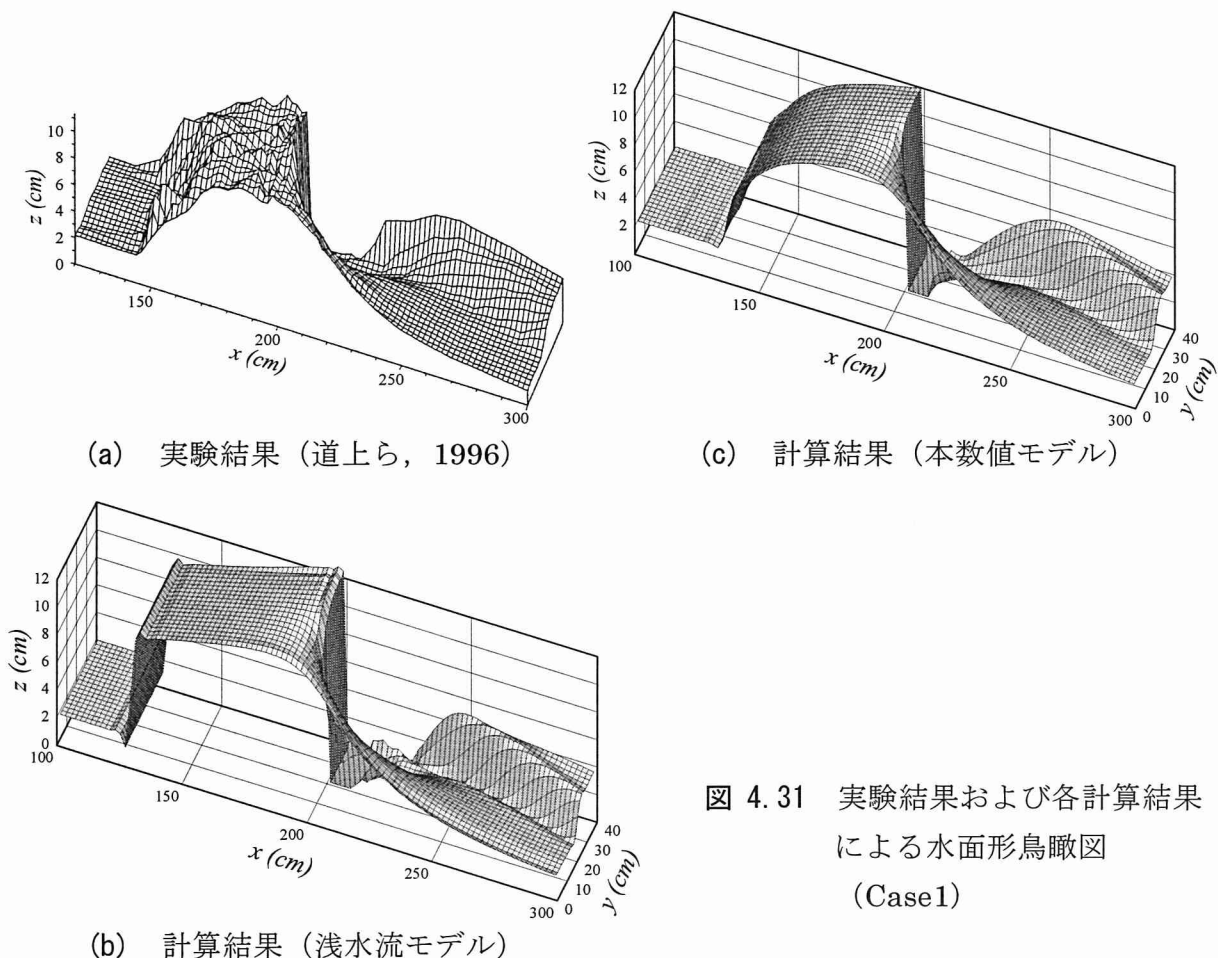


図 4.31 実験結果および各計算結果による水面形鳥瞰図 (Case1)

図 4.31 は、それぞれ(a)実験結果、(b)計算結果(浅水流モデル)、および(c)計算結果(本数値モデル)による水面形を示している。まず、実験結果である(a)を見てみると、水制工前面において明確な跳水が発生していることが分かる。跳水の発生位置は上流端より $x =$

140cm~150cm 付近で発生しており、水制工前面部で約 11~12cm の最大水深となっている。一方、水制工下流側では、右岸側からの流れが左岸方向へと広がるため、背面において水流の衝突による水面形の盛り上がりが形成されている。

次に、実験結果と計算結果を比較すると、まず、全体的な水面形状については、跳水の発生状況や水制工背面での水面形の盛り上がり等、両モデルとも概ね実験結果を再現できている。しかし、浅水流モデルでは、跳水先端部付近において不自然な振動が発生しており、跳水後の水面形もほぼ水平な状態となっているのに対し、本数値モデルではそのような振動は発生せず、跳水の形状も比較的实验値に近く丸みを帯びた形となっている。また、跳水発生位置について、浅水流モデルでは約 125cm 付近、本数値モデルでは約 135cm 付近から発生しており、実験値に比べて両モデルとも若干大きく評価しているものの、本数値モデルの方が幾分実験値に近づいている。水制工前面での最大水深については、浅水流モデルが約 12cm、本数値モデルも約 12cm と、両モデルとも良好に実験値を再現している。

b) 平面流況について

図 4.32 は、それぞれ(a)実験結果、(b)計算結果(浅水流モデル)、および(c)計算結果(本数値モデル)による水深平均の流速ベクトル図を示している。実験結果と計算結果との比較から分かるように、両計算結果は水制工右側面から左岸に向かって広がる流況や、水制工背面に形成されている死水域など、その流況を良く再現している。特に本数値モデルでは、浅水流モデルでは再現されなかった、水制工前面の左岸近傍に形成される逆流領域についても良好に再現できている。

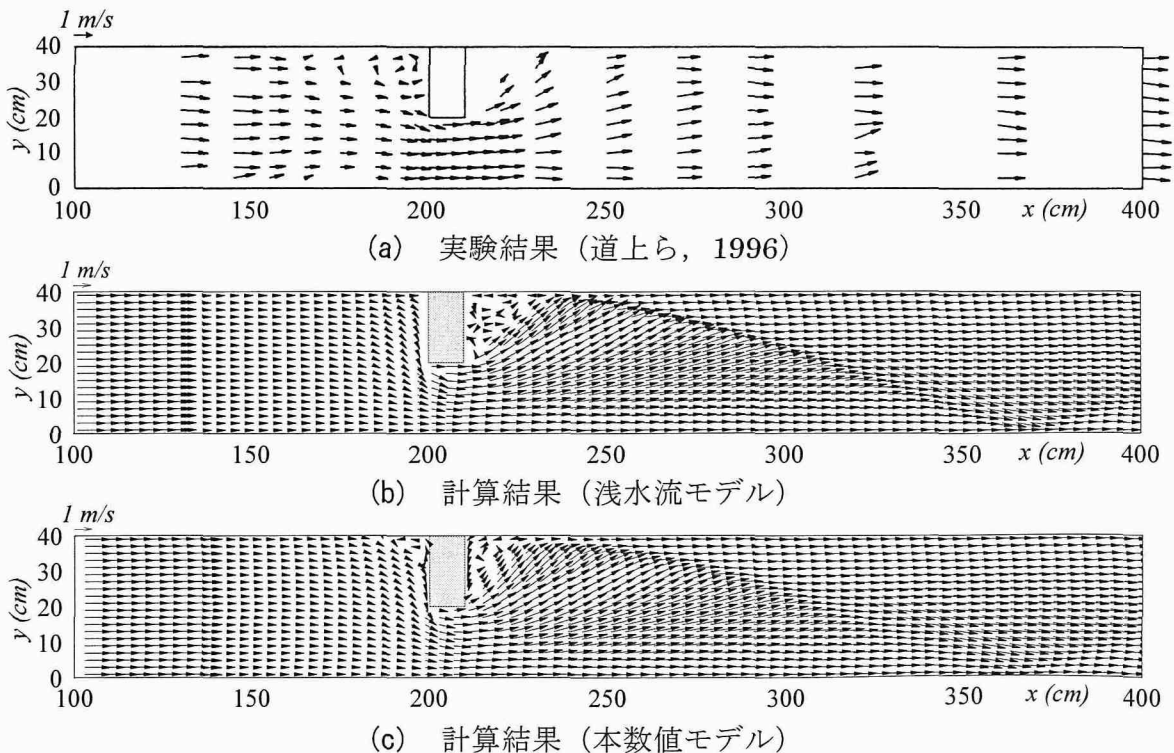


図 4.32 実験結果および各計算結果による平面流速ベクトル図 (Case1)

c) 縦断流況について

図 4.33 は、本 3 次元流数値モデルにより計算された、図 4.30 (a) に示される各縦断面での流速ベクトル図を示している。まず、道上らの実験条件において射流場のフルード数は 3.37 となり、一般的な跳水の分類[28]では水面に波動が生じる動揺跳水に当たる。一方、計算結果は、跳水始点における境界付近の乱れに起因して生じる水面の波動を表現できていない。しかしながら、水面付近での逆流領域が薄く再現されており、動揺を押しえ込まれた形ながらもその流況を概ね再現しているものと考えられる。次に、水路右岸側より順に見ていくと、まず水路右岸 ($J=①$ 断面) では、跳水先端部から始まる主流の拡散により、水制工前面で鉛直方向にほぼ一様な流速分布となっている。水制工設置部付近 ($x = 200\text{cm}$) からは流速が増加し、急激に水深が小さくなっている。次に水路中央部 ($J=②$ 断面) では、水制工前面部まで $J=①$ 断面とほぼ同様の流況であるが、水制工設置部では急激な水位低下が生じている。さらに水路左岸 ($J=③$ 断面) では、水制工前面で弱い逆流が生じており、また、背面では水深が非常に薄く、非常に厳しい計算条件下であることが分かる。

以上の各流況については、実験結果が得られていないために比較を行なうことはできないものの、従来の跳水現象の数値計算[29]および水理実験[30]と類似しており、概ねその流況を再現できているものと考えられる。

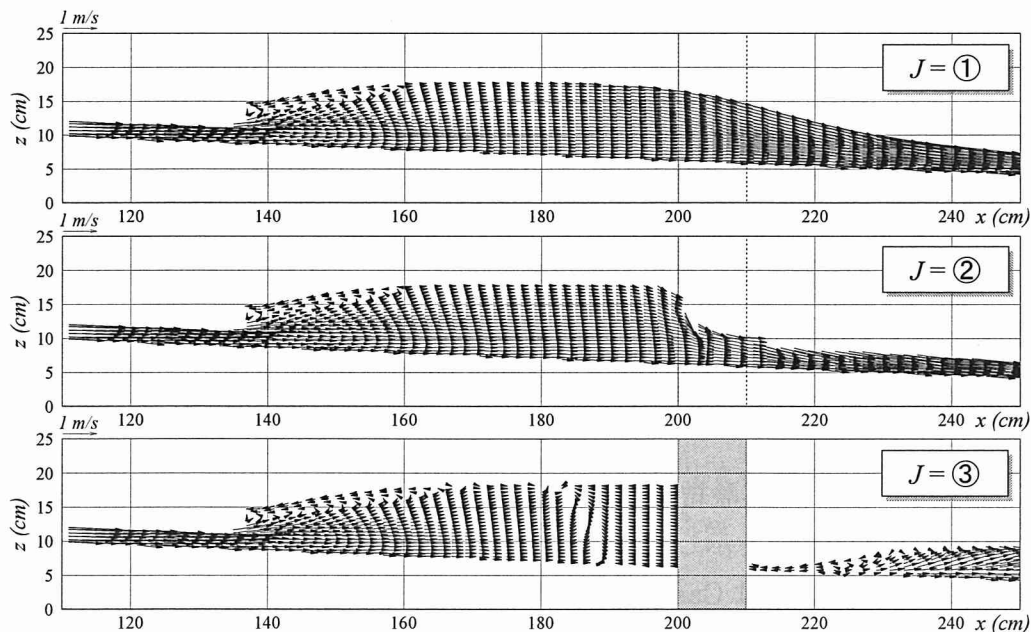


図 4.33 3次元流モデルによる縦断流速ベクトル図 (Case1)

d) 横断流況について

図 4.34 は、本 3 次元流数値モデルにより計算された、図 4.30 (a) に示される各横断面での流速ベクトル図を示している。上流側より順に見ていくと、まず水制工直上流 ($I=①$ 断面) では、水制工の中央付近で流れが左右に分断され、右岸方向へ向かった流れは徐々に流速を加速させながら、下降流となっている様子が見られる。次に水制工設置部 ($I=②$ 断面)

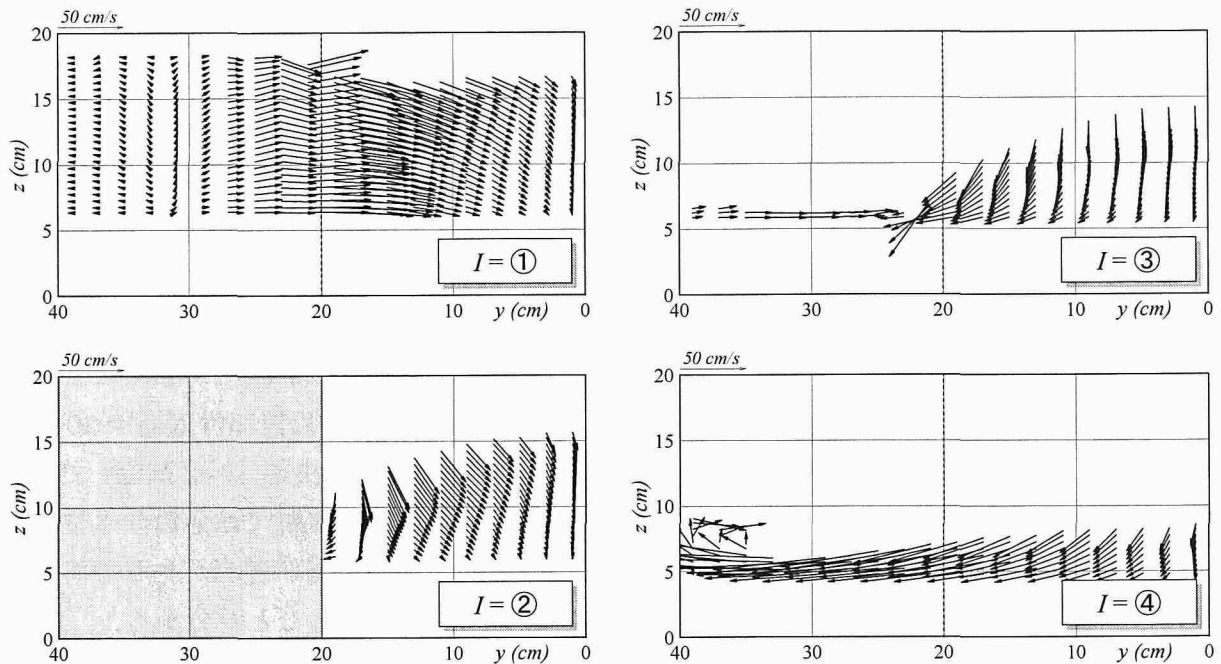


図 4.34 3次元流モデルによる横断流速ベクトル図 (Case1)

を見ると、 $I=①$ 断面における右岸方向への流れの影響が残っており、また、その影響により右岸側の水位が高くなっている。そして、水制工直下流 ($I=③$ 断面) では、右岸側から左岸方向へ底面に潜り込むような下降流が発生しており、水制工背面では非常に薄い水深ではあるものの、右岸方向への流速が発生している。また、水制工下流側 30cm の位置 ($I=④$ 断面) では、右岸側から左岸側へかけての流れが左岸水路壁に衝突し、流れが主流上に覆い被さるような状態になるとともに、水位の上昇が確認できる。以上の計算結果についても先程と同様、実験結果との比較を行なうことはできないが、これまでの水面形および平面流況の比較からも、概ね実験における内部流況を再現しているものと考えられる。

〔3〕 Case2 における実験結果と計算結果との比較

a) 水面形について

図 4.35 は、それぞれ (a) 実験結果、(b) 計算結果 (浅水流モデル)、および (c) 計算結果 (本数値モデル) による水面形を示している。まず、実験結果である (a) についての説明を加えると、水制工前面においては Case1 同様、明確な跳水が発生していることが分かる。跳水の発生位置は上流端から約 120cm 付近で発生しており、水制工前面 190cm 付近で約 12cm の最大水深となっている。水制工下流側では、両岸からの流れが水路中央に広がるとともに、直背面においては左右からの水流の衝突により水面形の盛り上がりが形成されている。

次に、実験結果と計算結果を比較すると、まず、全体的な水面形状については跳水の発生状況や水制工直背面での水面形の盛り上がり等、両数値モデルとも良好に実験結果を再現している。しかしながら、浅水流モデルでは Case1 同様、跳水先端部において不自然な振動が発生しており、跳水後の水面形もほぼ水平な状態となっている。また、水制工背面

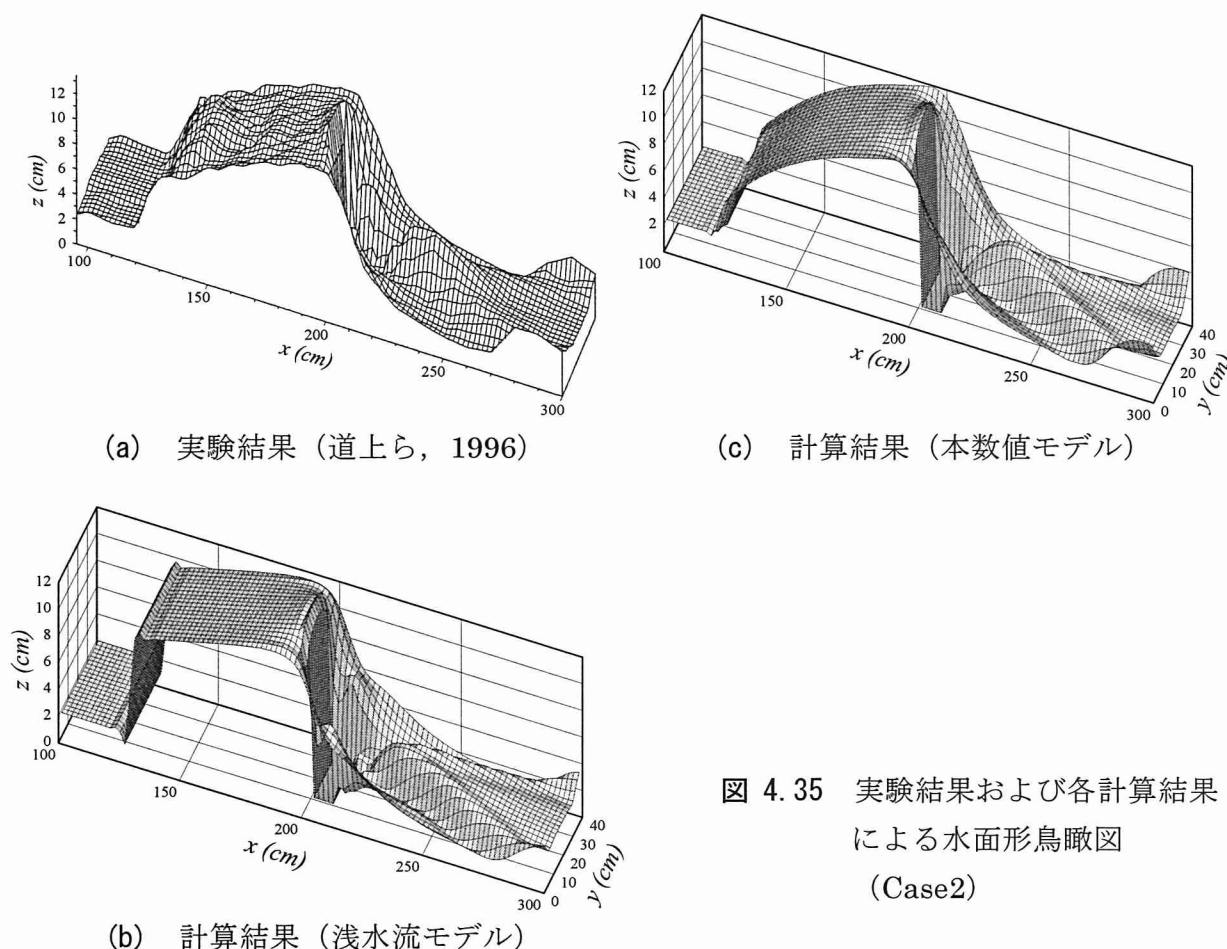


図 4.35 実験結果および各計算結果による水面形鳥瞰図 (Case2)

における水面形の盛り上がりも実験結果と比べて小さく、その形状が鈍く再現されている。一方、本数値モデルではそのような振動は発生せず、跳水の形状もより実験結果に近いものとなっている。また、水制工背面における水面形の盛り上がりについても、浅水流モデルに比べてより顕著に表れており、側壁における水流の衝突による盛り上がりも良好に再現できている。次に、跳水発生位置についてであるが、浅水流モデルでは約 130cm 、本数値モデルでは約 120cm と、実験値ほぼと一致している。また、水制工前面での最大水深についても、浅水流モデルおよび本数値モデルともに約 12cm と、これらについても両モデルは良好に実験値を再現している。

b) 平面流況について

図 4.36 は、それぞれ (a) 実験結果、(b) 計算結果 (浅水流モデル)、および (c) 計算結果 (本数値モデル) による水深平均の流速ベクトル図を示している。実験結果と計算結果との比較から分かるように、両計算結果は水制工両側面から対岸に向かって広がる流況や、衝撃波が伝播していく様子など、その流況を良好に再現している。特に、本数値モデルでは Case1 と同様、側壁において対数側に従う摩擦抵抗を導入しているため、水制工前面に形成される跳水部の流況についても良好に再現している。

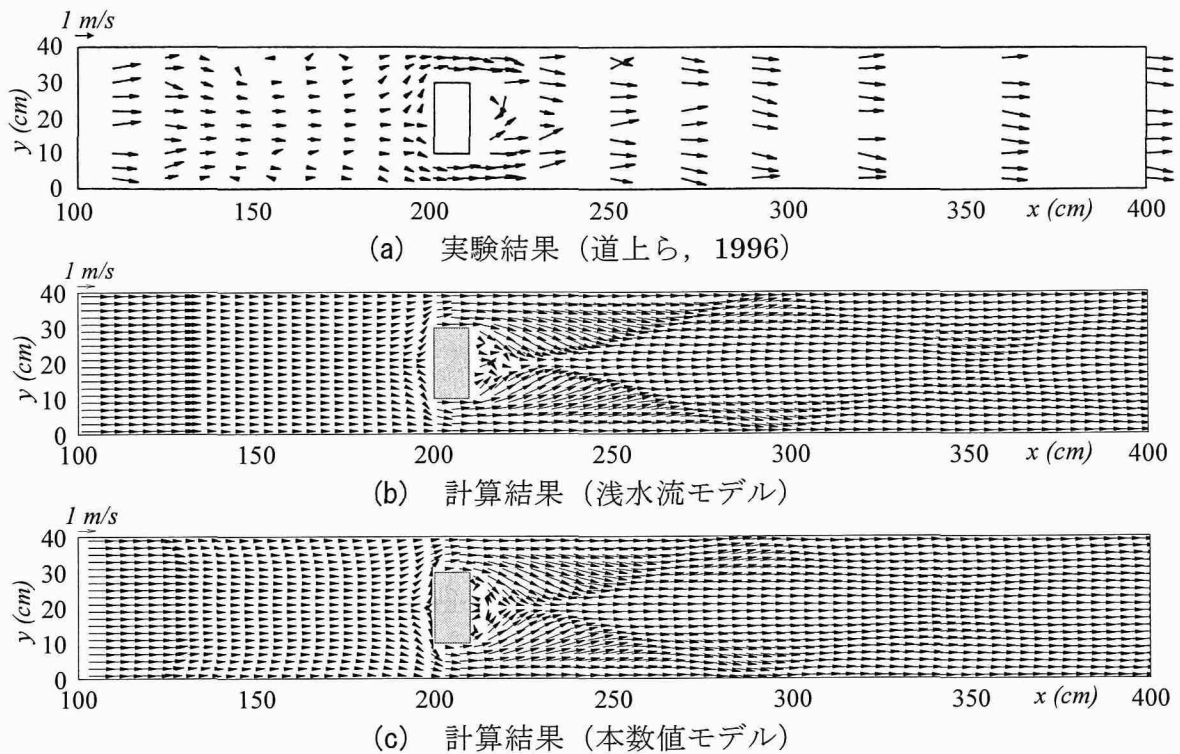


図 4.36 実験結果および各計算結果による平面流速ベクトル図 (Case2)

c) 縦断流況について

図 4.37 は、本 3 次元流数值モデルにより計算された、図 4.30(b)に示される各縦断面での流速ベクトル図を示している。まず、全体的な流況について見てみると、全断面において跳水の特徴である水面での逆流領域が形成されており、フルード数 ($Fr = 3.37$) から考慮しても、その跳水の特徴を概ね再現しているものと考えられる。

そこで、水路右岸側より詳しく見ていくと、まず右岸側壁近傍 ($J=①$ 断面) では、他断面と比べて、水面での逆流領域が大きく形成されている。Case1 における同様の断面である図 4.33 ($J=①$ 断面) と比較しても、水面での逆流領域が大きい。これは、図 4.36(c)の平面流速ベクトルより、水路中央付近における跳水水面部の逆流流量が、上流からのジェット流により側壁方向へと偏向させられているためと考えられる。また、水制工設置部付近では、急激な水位の低下とともに、底面付近からの流速の増加がみられ、その水位の低下傾向も Case1 と比較すると若干大きいことが分かる。次に水制工右側面 ($J=②$ 断面) では、Case1 と同様、設置部から急激な水位低下を生じており、また、水制工前面の水面近傍では、小さな逆流が生じていることが分かる。前節の固定床場における越流型水制周辺の流況計算では、水制前面の底面付近に逆流領域が形成されていたのに対し、跳水の発生する流況では、底面付近の流速が大きいため逆流領域が水面へと移行している。最後に水制工中央断面 ($J=③$ 断面) では、水制工前面における水面近傍での逆流領域が、 $J=②$ 断面と比較してより顕著に表れており、また、水制工背面では逆流による非常に薄い水深と、兩岸からの流水の衝突による水面形の盛り上がりを確認することができる。

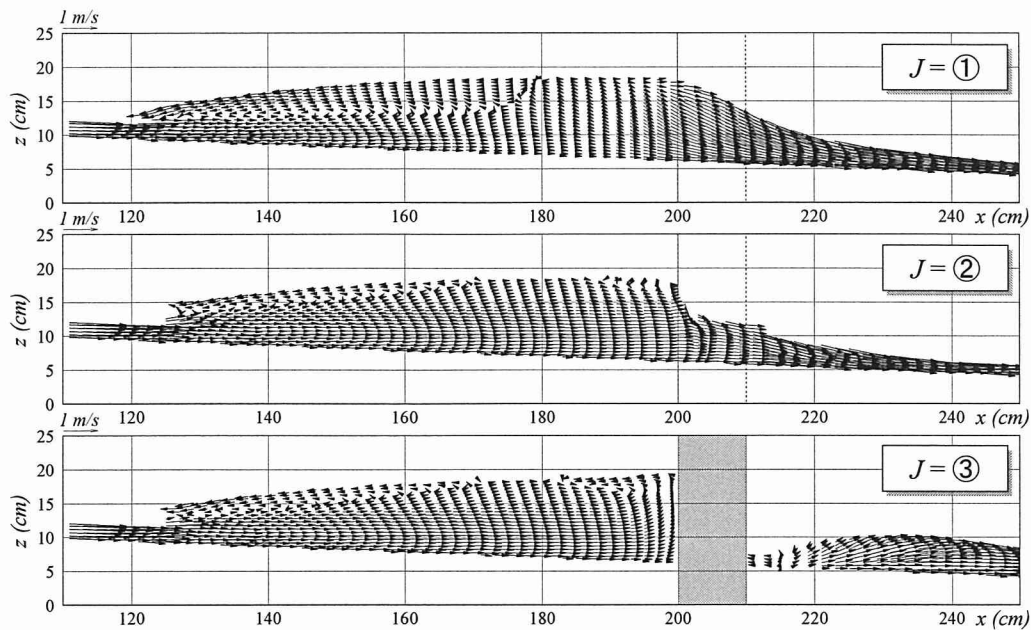


図 4.37 3次元流モデルによる縦断流速ベクトル図 (Case2)

以上の計算結果についても、Case1と同様、3次元的な実験結果が得られていないために比較・検討を行なうことはできないが、これまでの水面形および平面流速ベクトルの比較において、本数値モデルにより実験結果を良好に再現できていることから、これらの縦断方向の内部流況についても実験を再現できているものと考えられる。

d) 横断流況について

図 4.38 は、本3次元流数値モデルにより計算された、図 4.30 (b) に示される各横断面での流速ベクトル図を示している。上流側より順に見ていくと、まず水制工直上流 ($I=①$ 断面) では、水制工中央部で流れが左右に分断され、ほぼ左右対称の流況となっていることが分かる。そして、水制工左右側面では、水位が下流方向に大きく低下していることに起因し、下降流が発生していることが分かる。次に水制工設置部 ($I=②$ 断面) を見ると、上流部において流れが左右側壁方向に広がった影響が残っているものの、底面付近では既に水路中央部へ向かう流れが発生している。さらに、水制工直下流 ($I=③$ 断面) では、水制工左右岸から水路中央へと大きく潜り込むような下降流へと発達しており、逆に水制工背面では中央部から側壁方向へと向かう弱い流れが発生している。また、水制工下流側 30cm の位置 ($I=④$ 断面) では、水路中央部において、両岸からの流水の衝突により水面形の盛り上がり形成されており、特に盛り上がり頂部付近では、そこから左右方向へと覆い被さるような流れが発生している。

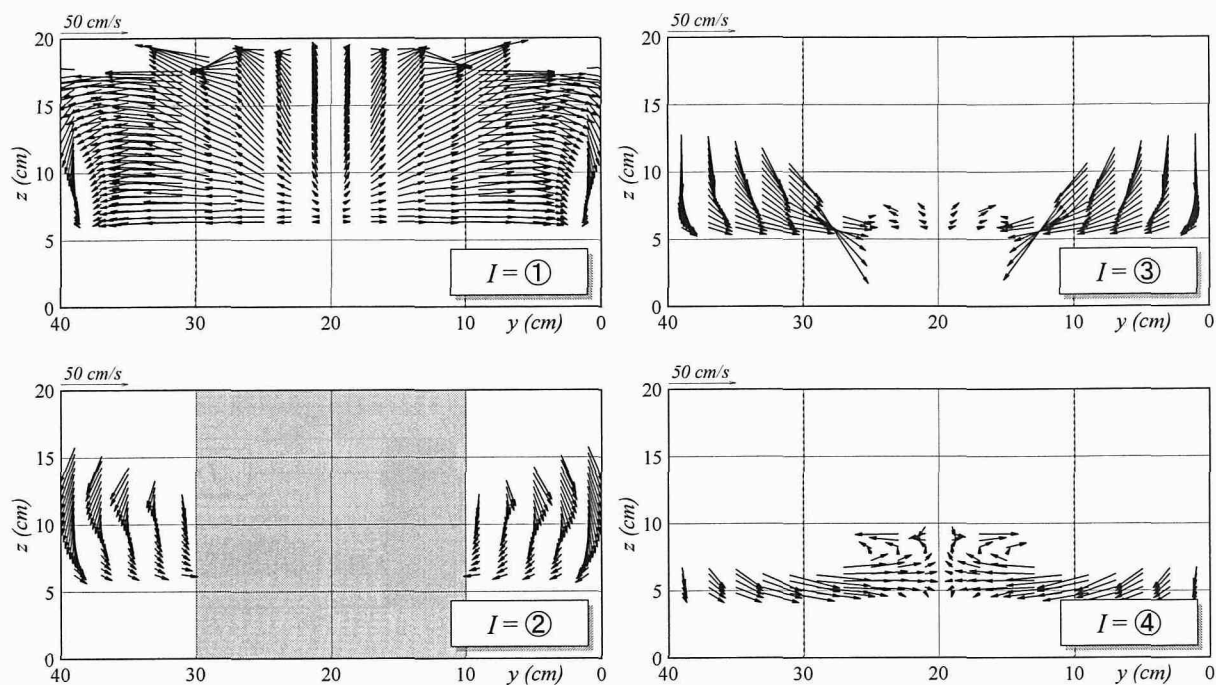


図 4.38 3次元流モデルによる横断流速ベクトル図 (Case2)

以上のように、跳水内部の3次元的な流況測定は非常に困難であるため、実験結果と計算結果との十分な比較・検討を行うことはできないものの、本3次元流数值計算モデルにより、常流・射流の混在する跳水の発生するような複雑流況下の流れ場に対しても、比較的高精度での適用が可能であることが示された。

4.4 現地レベルにおける3次元流れへの適用性について

前節までは、河川弯曲部・蛇行部および構造物周辺の流況を対象として、従来より行われてきた各種水理実験に対し本数値モデルを適用、その妥当性について検討してきた。それにより、各流れ場における特徴的な流況を本数値モデルにより概ね再現することができ、また、実験結果との比較からその妥当性を示すことができた。しかし、以上の水理実験は全て実験室レベルで行われたものであり、その水路形状も sine-generated curve や矩形断面の直線水路など理想化されたモデルであったのに対し、実際、問題として挙げられ、対象としなければならない場は現地である。現地では、その複雑な地形・河床形状から複雑な流況が形成され、それらが地形・河床変動に影響を及ぼすとともに、またその地形変化の影響で流況が変化するという非定常な現象を呈する。さらに、様々発生する現象についても、現地のスケールによっては実験室レベルで予測することが困難となる場合も多い。したがって、本数値モデルの妥当性についてより詳しく検討するためには、現地レベルにおける流れ場への適用性についても明らかにしておく必要がある。

そこで、本節では、流れに関して本数値モデルの現地レベルへの適用を試み、その流況の再現性について検討する。対象とする流れ場は、局所洗掘現象が問題となっているバングラデシュ国・メグナ川のメグナ橋直上流左岸における突堤周辺の流況[11][12]、および岡山県・旭川の放流路である百間川・ニノ荒手周辺の流況[14]である。

4.4.1 メグナ川・メグナ橋直上流における突堤周辺の流況に関する数値計算

[1] 現地の概要

一般に、河岸から河心に向かって突き出た形で設置される水制や突堤などの河川構造物周辺では局所洗掘現象が発生し、その洗掘孔は、構造物前面で発生する馬蹄形渦に伴う鉛直流および縮流により、構造物先端部周辺に形成されることが知られている[31]。

しかし、現在、そのような状況とは異なる現象が、バングラデシュ国・メグナ川におけるメグナ橋直上流左岸の突堤周辺で発生している。図 4.39 は、そのメグナ橋直上流における突堤周辺の河床位コンターを示している。図から分かるように、洗掘孔は突堤先端部周辺には形成されておらず、先端部からさらに下流側約 150m 付近に生じており、その最大洗掘深は-28m にまで達している。過去、この洗掘により左岸部が大規模に崩落し、その後、護岸が設置されてはいるものの、今後の状況の変化次第では更なる河岸・護岸の崩壊、あるいは直下流のメグナ橋の安全度に影響を与える可能性がある。そのため、従来よりこの現象の解明、および対策が検討されており、その発生原因として突堤の影響であることは明らかとされている[32]。しかしながら、内部の流れ構造やその洗掘メカニズムについて十分解明されているとは言い難い。

一方、このように洗掘孔が突堤先端部より離れた位置に形成される原因として、突堤護岸の傾斜による影響が考えられる。図 4.40 にその突堤護岸の横断図を示す[33]。護岸は傾

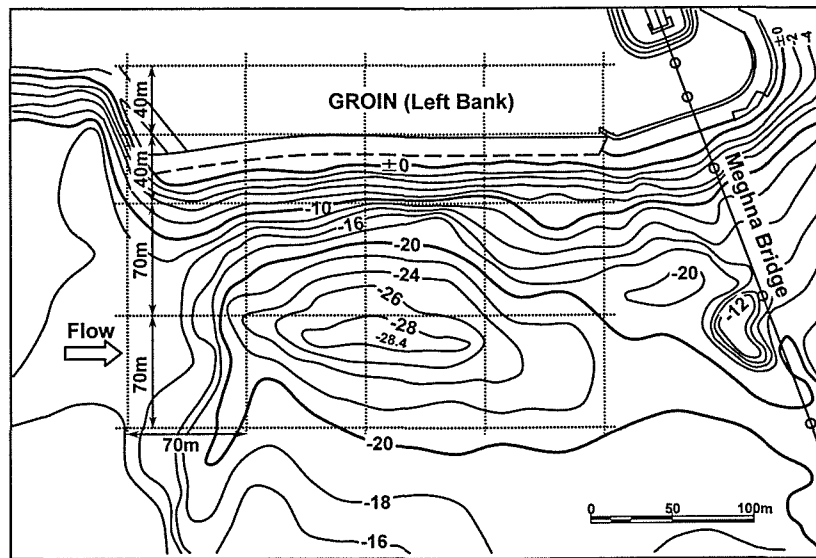


図 4.39 メグナ橋直上流における突堤周辺の河床位コンター図

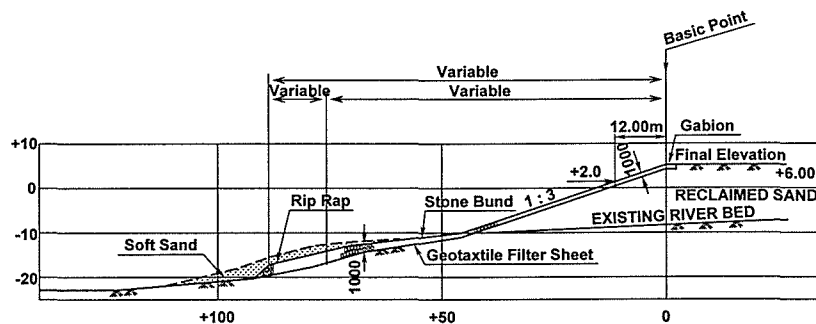


図 4.40 突堤護岸横断面図

斜角 $10^{\circ} \sim 20^{\circ}$ の緩傾斜護岸となっている。従来、このような傾斜を伴う構造物周辺の局所洗掘現象に関して、Kuhnle ら[34]、Rahman ら[35]が実験的に研究を行っており、傾斜を設けることによって洗掘孔が下流側に移動することが確認されている。しかし、その洗掘メカニズムについての研究例は少なく、さらに数値解析的研究においては、その例をほとんど見ない。Miller ら[36]により、固定床上での傾斜部を有する水制周辺の 3次元流計算が行われているものの、図 4.40 に示されるような緩傾斜ではなく、またその流れ構造についても十分に検討されていないのが現状である。

以上より、本項ではメグナ橋直上流左岸の緩傾斜護岸を有する突堤周辺で発生している局所洗掘現象に注目し、その洗掘現象の発生原因の究明を目的として、当該領域をモデル化した河道モデルに対し本数値モデルの適用を試みる。

〔2〕 計算条件について

計算は、現地の当領域をモデル化した河道モデルに対して行う。図 4.41 にその河道モデルを示す。図中の斜線部は、図 4.40 を参考に、傾斜角 15° の一様な緩傾斜護岸を表している。また、現地における突堤設置部の川幅は約 800m であるが、予備計算により縮流の影響は左岸から約 200m 付近までであったため、ここでは計算時間の短縮を考慮して川幅を 300m としている。計算条件を表 4.9 に示す。流量条件および下流端水深については、メグナ川における洪水時〔流量 9,000m³/s, 水位+5.0m, 平均河床位-5.0m〕を想定して決定している[33]。また、初期条件として、浅水流モデルによる 60 分後の計算結果（水深，流速）を与える。

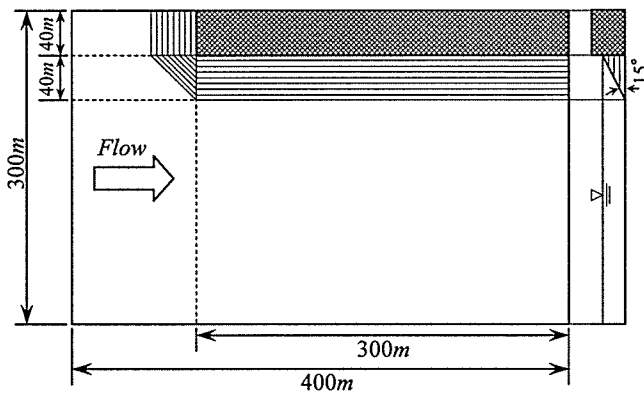


図 4.41 メグナ川河道モデル

表 4.9 計算条件（メグナ川）

単位幅流量 q (m ² /s)		11.25
下流端水深 h_t (m)		10.0
河床勾配 I		1/50,000
マンニングの粗度係数 n		0.03
計算時間間隔 Δt (sec)		0.05
流下方向メッシュ間隔 Δx (m)		2.0
横断方向メッシュ間隔 Δy (m)		2.0
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (m)		0.5
メッシュ数	x 方向	200
	y 方向	150
	z 方向	25
人工粘性係数	K_V	2.5
	K_{PP}	0.0
最小体積率 V_{min} (%)		20

〔3〕 計算結果と考察

a) 平面流況について

図 4.42 に、計算開始から 5 分後における 20 秒毎の水深平均平面流速ベクトルを示す。図から分かるように、突堤先端部からは小規模な剥離渦が周期的に発生しており、緩傾斜護岸に沿いながら流下している。そして、従来の大規模渦運動の研究で指摘されるように[37]、その小規模渦は流下に伴って合体し、上流端より約 200m 付近から大規模渦へと発達していく。その後、大規模渦は徐々に規模を小さくしながら流下し、上流端より約 350m 付近で消滅する。これらの渦の発生周期は、突堤先端部より発生する小規模渦については約 40 秒であり、大規模渦への発達については約 120 秒であった。事実、写真 4.1 の突堤周辺の流況写真に示されるように、現地においても突堤先端部から発生する剥離渦が確認されており[33]、計算結果はその流況を再現できているものと考えられる。

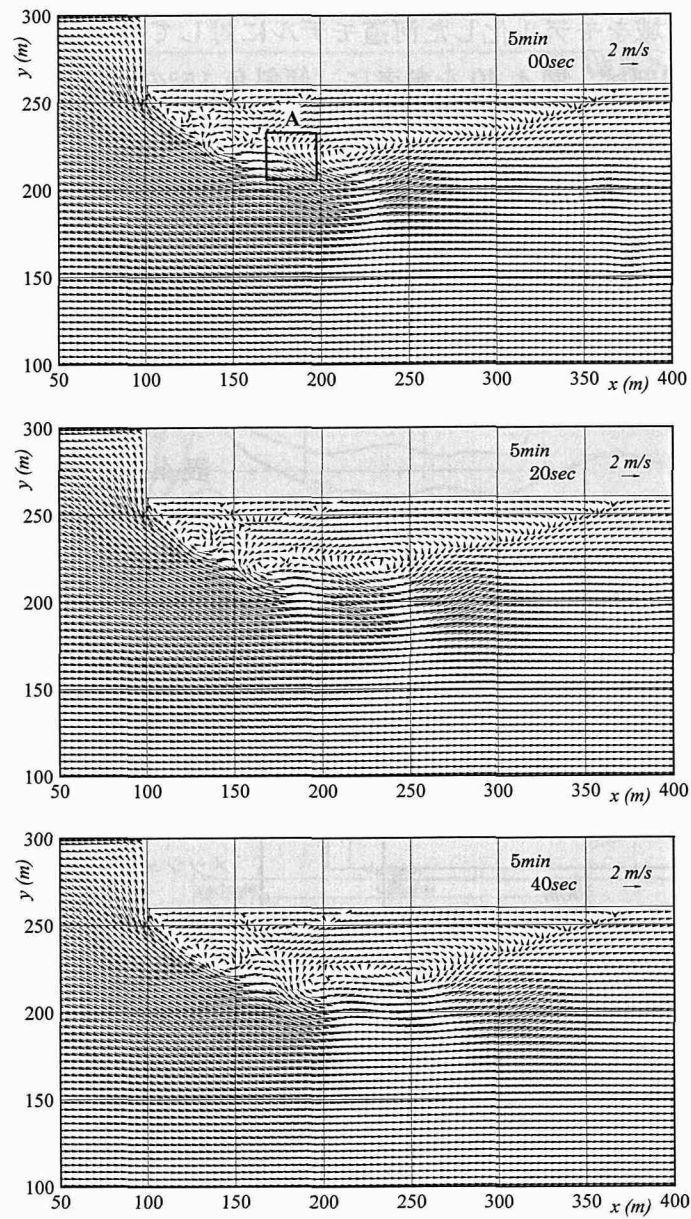


図 4.42 水深平均平面流速ベクトルの時間変化 (メグナ川)



写真 4.1 突堤周辺の流況写真

b) 内部流況について

図 4.43 および図 4.44 に、それぞれ 5 分後における縦断および横断方向の流速ベクトル図を示す。ただし、図 4.44 の横断方向流速ベクトル図は下流側からの視点である。まず、図 4.43 について左岸側（右岸より 230m）から見ていくと、突堤先端部付近（ $x = 100m$ ）では、緩傾斜護岸の影響により大きな鉛直流は発生していないことが分かる。そして、 $x = 130m$ 付近では、上流からの流れが剥離渦による下流からの逆流の下部に潜り込み、底面近傍の流速が若干大きくなっている。さらに、右岸から 220m 地点では、緩傾斜護岸に沿って流下する剥離渦の増大に伴って、その底面近傍の流速も大きく発達しており、 $x = 170m$ 付近では明瞭な鉛直渦が形成されている。この位置（領域 A）は大規模剥離渦の直上流に当たる（図 4.42 参照）。そして、この発達した底面流速の影響を維持したまま右岸流下方向へと伝播しており、これが初期局所洗掘の要因になっているものと考えられる。また、図 4.44 より、護岸に沿って流下する剥離渦内部では、同時に螺旋流が発生しており、特に図に示す剥離渦直上流の領域 A では非常に複雑な流況となっていることが予想される。

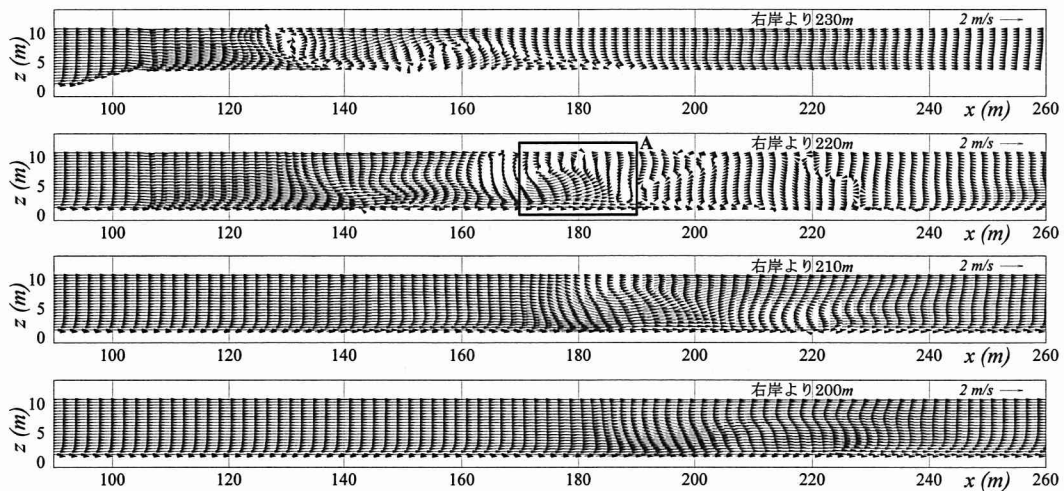


図 4.43 縦断流速ベクトル図（メグナ川）

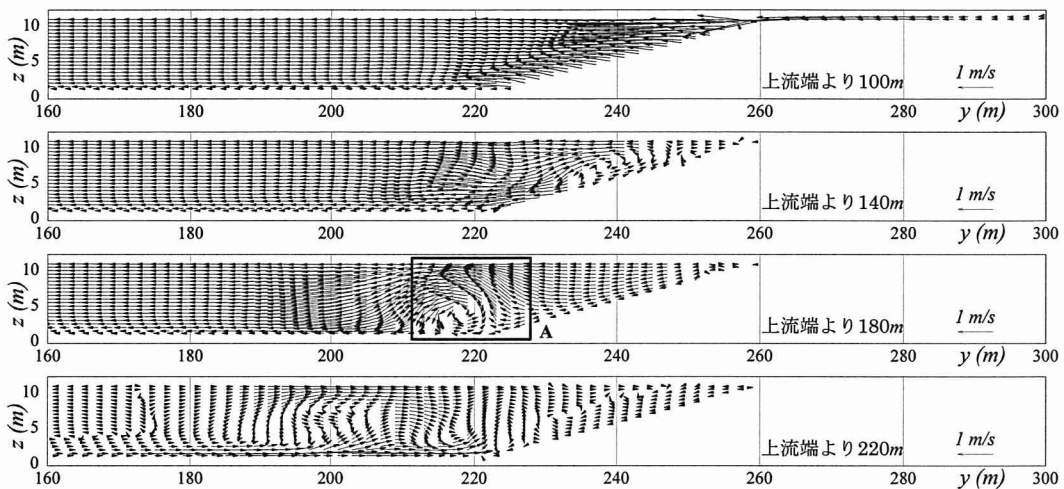


図 4.44 横断流速ベクトル図（メグナ川）

c) 突堤周辺部の流れ構造について

以上の計算結果より、突堤周辺部における流況の模式図を図 4.45 に示す。破線は底面近傍の流向を表している。図より、突堤周辺部では剥離渦、螺旋流、および底面流に沿った鉛直渦の3つが主な渦流として発生しているものと考えられ、特に、初期局所洗掘過程に関しては、これらの渦流とともに緩傾斜護岸に沿って流下してくる加速された底面近傍の流れにより発生するものと考えられる。

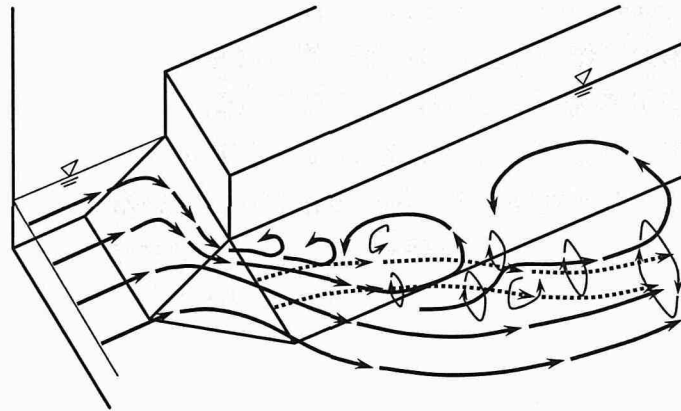


図 4.45 突堤周辺部における流況の模式図

d) 底面せん断応力について

図 4.46 に、1 周期 (120 秒) における河床せん断応力を平均化したものを示す。図より、突堤先端部では縮流の影響によるせん断応力の増加が見られるが、それと同程度にせん断応力の大きな領域が、先端部より下流側約 100m 付近の剥離渦が通過する領域に発生していることが分かる。この計算結果から推定すると、護岸上で流砂が発生しないと仮定すれば、突堤先端部から下流側約 100m 付近で最も流砂量が大きくなるという結果が得られ、前出図 4.39 に示される現地での状況とは若干異なるものの、突堤先端部から発生する剥離渦等の影響により、かなり下流側で洗掘が発生する可能性が指摘される。

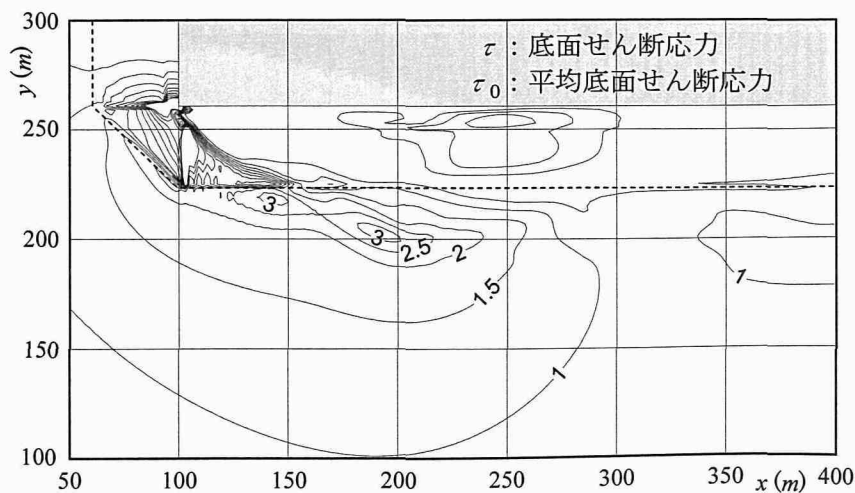


図 4.46 底面せん断応力コンター図 (τ/τ_0)

4.4.2 百間川・ニノ荒手周辺の流況に関する数値計算

〔1〕 現地の概要

岡山県を流れる旭川の放水路である百間川では、平成4年に改定された旭川の工事实施基本計画を基に、百間川に $2,000\text{m}^3/\text{s}$ （旭川本川に $4,000\text{m}^3/\text{s}$ ）を流下させるように定められ、当初の計画によると図4.47に示されるニノ荒手堰は全面撤去されることになっていた。しかし、ニノ荒手はその歴史が古く、貞享3年（1686年）からの築造当時の石積みが良好な状態で現存しており、また、近年このような歴史的土木構造物を後世に伝えていくことの重要性が認識されつつあることから、その現地保存の可能性が検討されている[13][38]。一方で、ニノ荒手は河川を横断して設置されていることから、洪水時などには荒手を越流する流れが存在する。その流況は、第3章で示したように、上下流の水位差あるいはその他の水理条件により、荒手直下流部で急激な洗掘を発生させる潜り噴流状態となることが予想され、その場合、荒手下部からの河床材料の抜け出しや荒手の沈下、あるいはそれに伴う石礫の流出など、荒手自身が被災する恐れがある。

そのため、これまでに、ニノ荒手下流部の局所洗掘については、(財)土木研究センターにより大型模型実験による各種検討が行われており[13]、それによると、計画分流量 $2,000\text{m}^3/\text{s}$ に対し、それより小さい $500\text{m}^3/\text{s}$ 時に最大洗掘深が発生するとされている。これは、流量 $500\text{m}^3/\text{s}$ の時にはニノ荒手下流部の流況が潜り噴流状態であるのに対し、それ以上の流量では水位差の関係等から波状跳水状態となり、洗掘が進行しないためとされている。しかし、これらの結果はあくまでも模型実験によるものであるため、複雑な河床形状を有する実河川においても、その流量時に実験同様の流況が発生するとは限らない。そこで、本項では、実河川である百間川・ニノ荒手周辺の流況を対象とし、本3次元流数値モデルの適用を試み、実験結果との比較からその再現性について検討を行なう[14]。

〔2〕 計算条件について

図4.48（図4.47の枠内）に計算で使用する百間川・ニノ荒手周辺の河床位コンターを、また、表4.10および表4.11にそれぞれ計算条件および計算ケースを示す。計算は、大型模型実験[13]により、波状跳水状態になるとされている流量 $1,000\text{m}^3/\text{s}$ （Case1）と、潜り噴流状態になるとされている流量 $500\text{m}^3/\text{s}$ （Case2）の2Caseを対象とする。下流端水位については、大型模型実験の結果による値を使用し、また、マンシングの粗度係数について

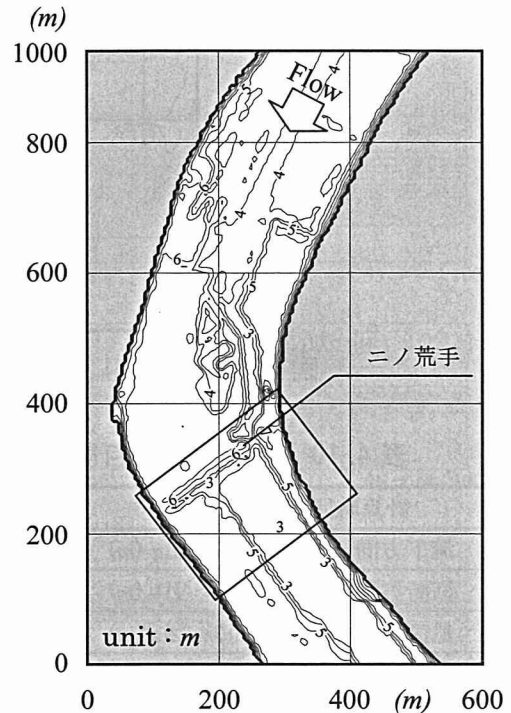


図 4.47 百間川・分流部周辺の河床位コンター図（2002）

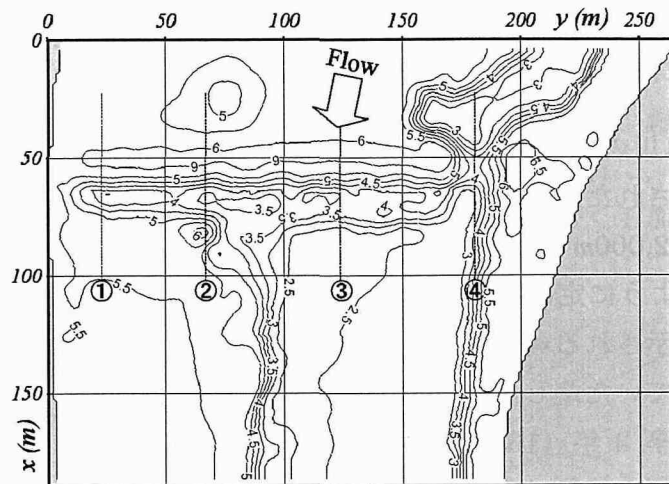


図 4.48 百間川・ニノ荒手周辺の河床位コンター図 (2002)

表 4.10 計算条件 (百間川)

計算時間間隔 Δt (sec)	0.002	
流下方向メッシュ間隔 Δx (m)	1.5	
横断方向メッシュ間隔 Δy (m)	1.5	
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (m)	0.375	
メッシュ数	x方向	125
	y方向	180
	z方向	26
人工粘性係数	K_y	3.0
	K_{VP}	0.1
最小体積率 V_{min} (%)	20	

表 4.11 計算ケース (百間川)

	Case1	Case2
流量 Q (m^3/s)	1,000	500
下流端水位 (m)	7.725	6.035
マンニングの粗度係数 n	0.025	

は前野[38]と同様の値を計算領域全体にわたって適用する。初期条件として、下流端を堰上げた状態における浅水流モデルによる計算結果(水深, 流速)を与え, また, 上流端の境界条件として, 図 4.47 に示される領域を 5m メッシュの浅水流モデルにより計算し, それにより得られた各方向 (x, y 方向) の単位幅流量を与える。

[3] 計算結果と考察

a) Case1 について

Case1 の計算結果として, 図 4.49 に図 4.48 に示される①~④断面の縦断流速ベクトル図を, また, 図 4.50 に水面形コンター図をそれぞれ示す。図 4.49 より, 流量 $1,000m^3/s$ では堰上を剥離した主流は水面付近を流下しており, 特に, ④断面では計算結果は実験結果同様, 水面形が波状形状を呈する波状跳水状態となっている。したがって, Case1 における流量・水位条件であれば, 計算は実験同様, 荒手下流部にて大きな洗掘は発生しないことを指摘している。一方, 図には示していないが, 横断方向流速については堰下流部において右岸から左岸方向へと底面付近へ潜り込む流れが発生していた。しかし, その流速

値は非常に小さく、主として流下方向流速が卓越していることが確認された。また、図 4.50 より、左岸導流堤下流部では水面形が乱れていることが分かるが、これは導流堤先端部より発生する強いカルマン渦による影響であり、導流堤の左右側面部では大きな水位変動が常に発生していることが確認された。

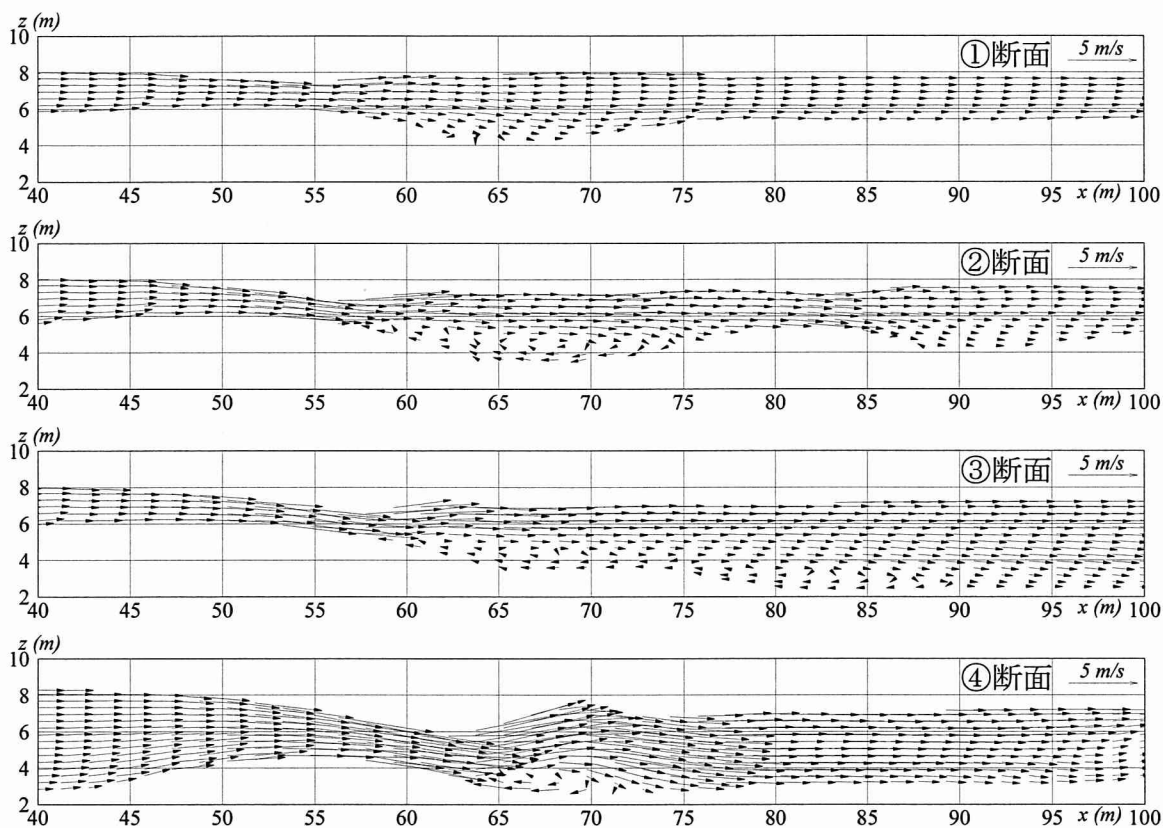


図 4.49 百間川・各断面における縦断流速ベクトル図 (Case1)

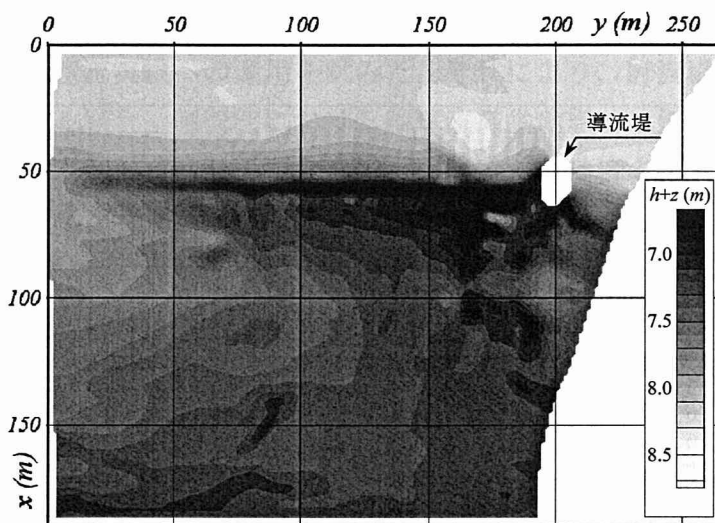


図 4.50 百間川・水面形コンター図 (Case1)

b) Case2 について

次に、Case2 についてであるが、初期に設定した離散間隔（表 4.10 参照）では、下流端水深を徐々に低下させるに従い堰上での水深が非常に薄くなるため、堰直下流部で潜り噴流が発生した瞬間に計算が発散した。これは、本数值計算において、潜り噴流による下流側からの逆流流速と、上流側からのジェット部とにより差分をとることに起因する。この数值発散を回避するには、離散間隔をより小さく設定する必要があるが、計算時間・計算容量等の問題から実用上好ましくなく、現段階ではその適用に限界がある。

そこで、先程の Case1 の計算結果より、荒手周辺部において横断方向流速はあまり発達していないことが確認されたため、ここでは離散間隔をより小さくした表 4.12 に示す計算条件の下、鉛直 2 次元流数值モデルによる数值計算を試みる。その結果として、図 4.51 に②～④断面における縦断流速ベクトル図を示す。ただし、上流端流量については、3 次元流モデルによる計算発散直前での単位幅流量を与えている。図より、②、③断面では実験結果同様、潜り噴流状態となっているものの、荒手切下げ部にあたる④断面では波状跳水状態となっていることが分かる。そのため、荒手切下げ部付近では両者が混在する複雑な流況が形成されることが予想され、また②断面では他断面に比べて下流側水位が高いことから、荒手下流域では右岸高水敷側から左岸方向への流れが存在するものと考えられる。

表 4.12 計算条件（百間川：Case2）

計算時間間隔 Δt (sec)		0.0005
流下方向メッシュ間隔 Δx (m)		1.5
鉛直方向メッシュ間隔 Δz (cm)		0.0625
メッシュ数	x方向	125
	z方向	26
人工粘性係数	K_V	2.0
	K_{VP}	0.1
最小体積率 V_{min} (%)		20

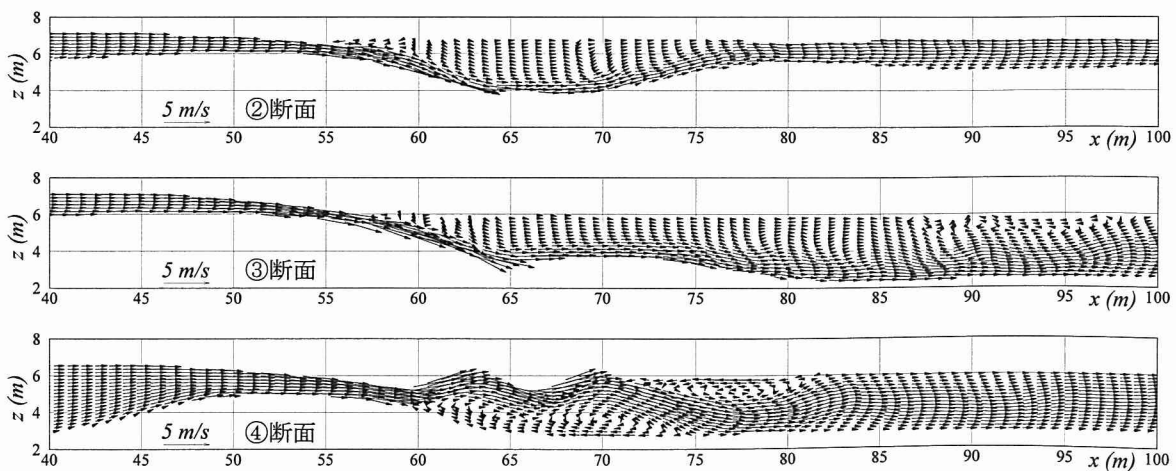


図 4.51 百間川・各断面における縦断流速ベクトル図（Case2）

4.5 結語

本章では、第2章で提案した3次元流数值計算モデルについて、実験室レベルおよび現地レベルにおける各種流れ場への適用を試み、実験結果および現地流況との比較からその妥当性について検討した。実験室レベルのものとしては、まず、河川弯曲部・蛇行部の流れを対象とし、玉井らによる常流場での蛇行水路実験、および細田による射流場での急勾配高速蛇行流実験への適用を試みた。次に、構造物周辺の流況として、従来より数多くの研究がなされている水制周辺の流況を対象とし、Elawadyによる越流型不透水制周辺の流れを対象とした水理実験、および道上らによる水制工を配した急勾配水路における常流・射流混在流れを対象とした水理実験への適用を試みた。また、現地レベルへの適用としては、バングラデシュ国・メグナ川におけるメグナ橋直上流左岸の突堤周辺部の流況、および岡山県を流れる旭川の放流路である百間川・ニノ荒手周辺の流況を対象とした数值計算を試みた。以下に、本章で得られた結果をまとめ結語とする。

- [1] 河川弯曲部・蛇行部の流れを対象とし、玉井らにより行われた常流場における蛇行水路実験への適用を試みた。それにより、主流の鉛直流速分布に関しては、その特徴とされる、最大流速の発生位置が弯曲部入口外岸底面付近から出口内岸側底面付近へと移行する様子が再現されており、実験値とも良好な一致を示した。また、蛇行流の一般的特性である2次流の流速分布については、蛇行部で特徴的に現れる上流弯曲部の影響と、当該弯曲部での2次流の発達状況をうまく再現することができた。さらに、基礎的にFAVOR法を導入することにより、複雑側壁境界近傍の流況についても滑らかに表現することができ、特に、底面せん断応力分布については、従来のデカルト座標系による計算結果と比しても、大きくその精度の向上が認められた。
- [2] 河川弯曲部・蛇行部の流れを対象とし、細田によって行われた射流場における連続蛇行水路の高速流実験への適用を試みた。それにより、射流場の高速蛇行流を3次元的に解析する場合、側壁部における衝撃波発生地点では鉛直方向流速の発達により静水圧の仮定が許されなくなり、したがって、高精度の流況予測を行なうためには非静水圧分布を考慮することが必要不可欠であることが再確認された。そして、その非静水圧分布を考慮することにより、射流場における高速蛇行流の特徴的な水面形状である衝撃波伝播の様子を、実験結果同様、良好に再現することができた。また、本数值モデルによる計算結果に基づき、細田の実験における高速蛇行流の内部構造についても考察し、その流れ場は上昇と下降を繰り返す3つの流れにより螺旋状のような流況となっていることを示した。
- [3] 河道内に設置された水理構造物周辺の流況として、Elawadyにより行われた越流型不透水制に関する水理実験への適用を試みた。それにより、まず、固定床における直角水制周辺の流れの数值計算では、水制背後における水面付近での流速の遞減

が十分に再現されなかったものの、その水面形状や、あるいは水制下流域における対岸方向からの流れの潜り込みによる底面流速の加速を再現でき、また、剥離域の規模についても良好に再現することができた。さらに、移動床における局所洗掘の動的平衡状態での流れを対象とした数值計算では、水制前面での逆流渦や水制背後の剥離域の規模等について良好に実験結果を再現することができ、また、平面的な複雑河床境界に対する FAVOR 法の適用により、従来のデカルト座標系による計算結果と比しても、河床形状に沿った滑らかな流況を表現することができた。しかしながら、水制による水はね効果については十分に再現できず、これは、水制厚を 1 メッシュで表現したために主流の剥離による圧力低下が水制上面全体にわたって適用された結果、水制から剥離しようとする流速が水制方向へと引き込まれてしまうためと考えられる。したがって、この現象を回避するためには、実用的な範囲で水制厚を十分なメッシュ数により表現する必要があると考えられる。

- [4] 河道内に設置された水理構造物周辺の流況として、道上らによる水制工を配した急勾配水路における常流・射流混在流れに関する水理実験への適用を試みた。それにより、射流から常流へと遷移する際に発生する跳水現象について、実験条件における動揺跳水は再現されなかったものの、その跳水長および水面形状等について、実験結果を良好再現することができた。また、従来の浅水流モデルによる計算結果と比較しても、跳水先端部における数值振動等は発生せず、その再現性の高さを示すことができた。そして、本数值モデルにより、跳水現象のような非常に複雑な流況下においても、3次元的存在程度の精度で計算可能であることが示された。
- [5] 現地レベルへの適用として、バングラデシュ国・メグナ川のメグナ橋直上流で発生している局所洗掘現象に関し、その原因究明を目的として、現地地形形状をモデル化したモデル河川を対象とし本数值モデルの適用を試みた。それにより、平面的な流況の計算結果から、現地流況と同様、突堤先端部から発生する周期的な剥離渦が再現され、同時に、その剥離渦内部では、緩傾斜護岸に沿って流下してきた流れに伴い、螺旋流、鉛直渦等が形成される非常に複雑な流況であることが確認された。そして、現地で発生している局所洗掘現象は、これらの流れが複雑に絡み合い発生しているものと考えられ、特に、緩傾斜護岸に沿って流下してきた流れにより、その洗掘孔はかなり下流側に形成される可能性が指摘された。
- [6] 現地レベルへの適用として、岡山県・旭川の放水路である百間川・ニノ荒手周辺の流況を対象とし、本数值モデルの適用を試みた。それにより、まず、流量 $1,000\text{m}^3/\text{s}$ の場合、大型模型実験による結果と同様、荒手下流部の流況は波状跳水状態となることが再現された。したがって、この条件下では、荒手直下流部において大きな洗掘は発生しないことが予想される。一方、流量が $500\text{m}^3/\text{s}$ の場合、3次元流計算では、離散間隔の問題から、荒手直下流部で潜り噴流が発生した瞬間に計算が発散した。これを回避するには、より離散間隔を小さくする必要があり、現段階では計算時間・計算容量の制約上等、実用的な問題から、適用に限界があることが認められ

た. そこで, 流量 $500\text{m}^3/\text{s}$ のケースについては離散間隔をより小さく設定し, 鉛直 2 次元流モデルによる数値計算を試みた. それにより, 計算結果は実験結果同様, 荒手下流部において潜り噴流状態になることが確認され, また, 荒手切り下げ部付近では波状跳水および潜り噴流状態の両流況が混在する可能性が指摘された.

— 第 4 章 参考文献 —

- [1] 玉井信行, 池内幸司, 山崎晶: 連続わん曲水路における流れの実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 331 号, pp.83-94, 1983.
- [2] 檜谷治: 河川および浅水湖の 3 次元流れと平面 2 次元河床変動に関する研究, 京都大学学位論文, 1992.
- [3] 檜谷治, 道上正規, 山根正樹: 連続湾曲部における三次元流計算, 水工学論文集, 第 34 巻, pp.295-300, 1990.
- [4] 道上正規, 檜谷治, 長瀬恭一, 大丸雄一郎: 急勾配湾曲部における数値解析, 土木学会中国支部第 49 回研究発表会発表概要集, pp.163-164, 1997.
- [5] 細田尚: 連続蛇行水路の高速流の基本的特性, 水工学論文集, 第 43 巻, pp.311-316, 2000.
- [6] 細田尚: 連続蛇行水路の高速流に関する非線形解析, 土木学会論文集 No.656/II-52, pp.103-111, 2000.
- [7] Kajikawa Y., Michiue M., Matsubara Y. and Hinokidani O.: 3-Dimensional numerical Simulation of High Velocity Flow in a Sinuous Open Channel, XXX IAHR Congress Proceedings, Theme C Vol. 2, pp.572-534, 2003.
- [8] Elawady, E., Michiue, M. and Hinokidani, O.: Experimental Study of Flow Behavior around Submerged Spur-Dike on Rigid Bed, Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE, Vol.44, pp.539-544, 2000.
- [9] Emad Elsayed Elawady: An Investigation of Local Scour around Submerged Spur-dikes, Doctor thesis submitted to Tottori University, Japan, 2002.
- [10] 道上正規, 檜谷治, 藤井健夫, 松本勝則: 常・射流混在下の混合砂河床変動シミュレーション, 第 48 回土木学会中国支部研究発表会発表概要集, pp.207-208, 1996.
- [11] 梶川勇樹, 松原雄平, 檜谷治: 3 次元数値解析を用いた突堤周辺流れの流況計算, 土木学会第 58 回年次学術講演会講演概要集第 2 部, pp.209-210, 2003.
- [12] 梶川勇樹, 道上正規, 松原雄平, 檜谷治: 緩傾斜護岸周辺における剥離渦に伴う局所洗掘現象の数値解析, 水工学論文集, 第 48 巻, pp.853-858, 2004.
- [13] 財団法人土木研究センター: 旭川分流部水理検討業務報告書, 2001.
- [14] 梶川勇樹, 檜谷治, 中村真郷: 堰直下流の流れに関する 3 次元流解析, 土木学会中国支部第 56 回研究発表会発表概要集, pp.107-108, 2004.
- [15] 岩佐義朗, 金丸昭治 編: 水理学 I, pp.134-135, 朝倉書店.
- [16] 石川忠晴, 鈴木研司, 田中昌宏: 開水路の準三次元計算法に関する基礎的研究, 土木学会論文集 No.375/II-6, pp.181-189, 1986.
- [17] Hosoda, T. and Nishihama, M.: Water Surface Profile of High Velocity Flows in a Sinuous Open Channel, The 10th International Symposium on Flow Visualization,

Augst 26-29, 2002.

- [18] Yilin Zhou: Large-Eddy Simulation of 3-D Flow and Bed Evolution Around Spur-Dikes, Doctor thesis submitted to Tottori University, Japan, 2001.
- [19] 長田信寿, 細田尚, 村本嘉雄, 中藤達昭: 3次元移動座標系・非平衡流砂モデルによる水制周辺の河床変動解析, 土木学会論文集, No.684/II-56, pp.21-34, 2001.
- [20] Garcia, R. and Kahawita, R. A.: Numerical Solution of the St. Venant Equations with the MacCormack Finite-Difference Scheme, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.6, pp.259-274, 1986.
- [21] 川村三郎, 中谷剛: TVD-MacCormack 法による常・射流混在流の数値計算法, 水工学論文集, 第37巻, pp.763-768, 1993.
- [22] 永瀬恭一, 道上正規, 檜谷治: 狭窄部を持つ山地河川の河床変動, 水工学論文集, 第40巻, pp.887-892, 1996.
- [23] Kusakabe S., Michiue M., Hinokidani O. and Fujita M.: A Numerical Simulation of Flow Pattern and Bed Variation on Widening Steep Slope Channels, XXX IAHR Congress Proceedings, Theme D, pp.335-342, 2003.
- [24] 須藤達美: 山地・扇状地河川における純淡水魚類生息場の定量的評価に関する研究, 鳥取大学学位論文, 2000.
- [25] 財団法人エンジニアリング振興協会: 平成12年度生態系モデリングによる水域を中心とした自然環境の定量的評価手法に関する調査研究報告書, 2001.
- [26] 成田良子: トンネル内における高速蛇行流に関する研究, 鳥取大学修士論文, 2002.
- [27] (社)砂防学会編: 山地河川における河床変動の数値計算法, 第4章, 2000.
- [28] 土木学会: 昭和60年版水理公式集, 第4編発電編, pp.312.
- [29] 米山望: 自由液面解析コード FRESH を用いた跳水現象解析, 電中研報告 U00065, 2001.
- [30] 鬼束幸樹, 秋山壽一郎, 伊瀬知栄人, 木内大介: 段上がりを有する跳水の跳水長に関する研究, 水工学論文集, 第48巻, pp.865-870, 2004.
- [31] 例えば, 道上正規, 檜谷治: 水制周辺の平面2次元河床変動計算に関する研究, 水工学論文集, 第36巻, pp.61-66, 1992.
- [32] 長田信寿, 細田尚, 村本嘉雄: バングラデシュ国・メグナ川における河道変動問題への数値解析手法の適用, 水工学論文集, 第42巻, pp.985-990, 1998.
- [33] 国際協力事業団: メグナ橋護岸改修計画基本設計調査報告書, 1998.
- [34] Kuhnle, R. A., Alonso, C. V. and Shields, F. D.: Geometry of Scour Holes Associated with 90° Spur Dikes, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol.125, No.9, pp.972-978, 1999.
- [35] Rahman, M., Nagata N., Muramoto Y. and Murata H.: Effect of Side Slope on Flow and Scouring around Spur-dike-like Structure, Proceedings of IAHR Congress, Balkema, Rotterdam, pp.165-171, 1999.

- [36] Miller R., Roulund A., Sumer B. M., Fredoe J., Truelsen C. and Michelsen J.: 3-D Numerical Modeling of Flow around A Groin, XXX IAHR Congress Proceedings, Theme C Vol.2, pp.385-392, 2003.
- [37] 岸本秀隆, 石垣泰輔, 馬場康之: 剥離渦と2次流構造に関する実験的研究, 水工学論文集, 第43巻, pp.287-292, 1999.
- [38] 前野詩朗: 百間川の洪水流解析による二ノ荒手の保存の検討, 水工学論文集, 第44巻, pp.353-358, 2000.