

目次

第1章 序論	1
第2章 自由水面をもつ多次元流れの数値解析法	3
2.1 基礎方程式	3
2.2 水面の取り扱い	7
2.2.1 水面解析法の種類と選択	7
2.2.2 VOF法の概要	8
2.2.3 VOF法の改良	10
2.3 複雑地形の取り扱い	13
2.3.1 基礎方程式の積分と離散化	14
2.3.2 セル内に物体領域がある場合の流体移動	16
2.4 境界条件	16
2.4.1 水面境界	16
2.4.2 物体境界	20
2.4.3 流体境界(開境界)	21
2.5 流速・圧力の修正計算	23
2.5.1 圧力誤差方程式の導出	24
2.5.2 圧力誤差方程式の境界条件式	25
2.5.3 流体充填率 F の補正	26
2.6 解析の流れ	26
2.6.1 単一メモリ配置	27
2.6.2 分散メモリ配置	27
第3章 数値解析法の検証	29
3.1 二次元流れの解析	29
3.1.1 ダムブレイク流れの解析	29
3.1.2 ガス巻き込み矩形容器内の流動解析	32
3.1.3 二次元津波遡上現象解析	35
3.1.4 毛管現象解析	40
3.2 三次流れの解析	42

3.2.1	三次元ダムブレイク流れの解析	42
3.2.2	貯水池内三次元流動解析	44
3.3	まとめ	51
第4章	跳水現象への適用	53
4.1	はじめに	53
4.2	跳水現象の理論解	53
4.3	解析結果と考察	54
4.3.1	解析方法	55
4.3.2	シルがない水平水路の跳水	56
4.3.3	シルがある水平水路の跳水	60
4.4	まとめ	65
第5章	津波遡上現象への適用	67
5.1	はじめに	67
5.2	日本海中部地震津波を対象とした鉛直二次元解析への適用	67
5.2.1	日本海中部地震津波験の概要	67
5.2.2	港湾技術研究所での実験の概要	68
5.2.3	解析方法	68
5.2.4	実験結果との比較	69
5.3	北海道南西沖地震津波を対象とした三次元解析への適用	71
5.3.1	対象地震津波の概要	71
5.3.2	水理実験	72
5.3.3	解析方法	73
5.3.4	解析結果の比較と考察	75
5.3.5	局所遡上要因の検討	80
5.4	まとめ	85
第6章	水温・濁質挙動を含む貯水池内三次元流動への適用	87
6.1	はじめに	87
6.2	予測手法の開発	88
6.2.1	基礎方程式	88
6.2.2	密度成層度の渦動粘性係数 ν_t への影響	89
6.2.3	境界条件	90
6.3	予測手法の検証	90
6.3.1	対象貯水池の概要	90

6.3.2	解析範囲およびメッシュ分割	90
6.3.3	現地測定結果と解析結果の比較	92
6.3.4	水理模型実験結果と解析結果の比較	97
6.4	高瀬貯水池における流動および濁質挙動の特徴	99
6.4.1	揚水運転時の挙動の特徴	99
6.4.2	発電運転時の挙動の特徴	106
6.5	ダム運用による貯水池内濁質挙動の制御	109
6.5.1	運転方法の検討	110
6.5.2	濁質挙動を考慮した運転方法	112
6.6	まとめ	112
第7章	結論	115
	参考文献	119
	謝辞	121

自由水面をもつ多次元流れの数値水理学的研究

米山 望

2001年6月

第1章 序論

発電所に関わる水理設計では、多くの場合、自由水面をもつ多次元流れを対象とする。自由水面と流れは密接な関係があるため、その挙動を正確に評価することは水理設計の基本である。

これまで、発電所に関わる水理構造物は、理論解析による現象解明および水理模型実験などのデータに基づき安全への配慮を第一に考えて設計・建設されてきた。そのため、理論解析や実験再現の適用外である不安定な現象を極力発生させない水理設計を行ってきた。

しかし、近年、環境とコストに配慮した設計が必要とされ、環境に関しては運用時の環境保全も重要な要素になってきた。

これを受け、発電所の水理構造物の設計では、環境とコストに配慮してできるだけ規模を小さくするため、従来は避けてきた複雑な流況を考慮する必要が生じてきた。例えば、自由水面に特有の現象である跳水を用いた減勢工の設計では、減勢範囲の縮小や三次元的な減勢方法が検討されるなど複雑な流況を把握した上で設計する必要が出てきている。また、環境保全の観点からは、設計の際には問題にしなかった発電所運用時における貯水池内の三次元流動などを予測・評価する必要が出てきた。例えば、揚水発電所貯水池内の濁水を抑えるために、水面の大幅な上昇を伴う揚水時の三次元流動挙動を把握して、濁る原因を究明することなどが課題として挙げられている。また、原子力施設に対する安全性に注目が集まる中、海岸に設置される原子力発電所や水理構造物が地震津波発生時にどのような影響を受けるかをより高精度に評価することも課題とされている。

このように発電所に関わる水理設計は多くの問題を抱え、しかも従来への検討方法では対応できない場合が増えてきている。その打開策として、実験で再現や計測ができない現象を解明できる可能性を持った数値水理解析に対するニーズは年々強くなっている。

しかし、実際に電力設備の設計現場において、数値水理解析を用いた設計は部分的に利用する場合を含めても、現状ではごく限られたケースしか利用されていない。その原因は現状の数値解析技術で、なにが解析できて、なにができないかがはっきりしていないことや、数ある解析法の中でどの現象にどの方法を適用すればよいのかが容易に分からないこと、さらには内容のはっきりわからない数値解析に対する不安等が考えられる。

本研究ではそのような背景を踏まえて、自由水面をもつ多次元流れを対象とした数値水理解析法をその詳細を明らかにした上で提示するとともに、各種水理現象ごとに計算法を変更することなく多くの問題に適用し、その解析結果を検証・分析する。提示する数値水理解析法は、現状で十分評価の定まった数値解析技術に、質量保存則、境界条件設定の厳密化を図るなどの工夫を加

えることにより，三次元の大規模な水面変形を伴う流れを長い期間に亘り安定して解けるようにしたものである．

本論文により現在普及している数値解析法でどのような水理現象がどの程度の確度で再現・評価できるかを知ることが，今後，数値水理解析を進展させる研究者と利用する設計者の双方に有益であると考えられる．

本論文の内容は以下の通りである．

第2章では自由水面をもつ多次元流れの数値解析法について，基礎方程式から水面の移動法，境界条件，流速・圧力の修正の計算，計算の流れについて詳細に述べる．

第3章では第2章で述べる数値解析法（以下，本解析法とする）により二次元ダムブレイク流れ，矩形容器内の流動，鉛直二次元津波遡上，毛管現象などの二次元現象や三次元ダムブレイク流れや貯水池内三次元流動などの三次元現象の解析を行い本解析法の妥当性を検証する．

第4章では本解析法を跳水現象を対象とした鉛直二次元解析に適用して，既往の実験結果や一次元解析結果と比較することにより，その妥当性を検証する．また，シル（副ダム）の高さを例にして跳水が発生する水理構造物の設計に対する有効性を調べる．

第5章では日本海中部地震津波を対象として港湾技術研究所で実施された水理実験 [21]，北海道南西沖地震津波の痕跡高 [22] および同地震津波を対象として電力中央研究所で実施した実験結果と比較することにより本解析法の津波遡上現象に対する適用性を検証するとともに，北海道南西沖地震津波で発生した局所的に 30m を越える津波遡上の要因を本解析法により検討する．

第6章では揚水運転時の大流量の放流が貯水池内に浮遊滞留している濁質の巻き上げ挙動や濁水長期化現象に与える影響を定量的に検討するため，第2章で述べる解析手法に水温・濁質濃度の挙動評価を組み込んだ予測手法を開発し，その妥当性を現地測定結果および水理模型実験結果を用いて検証する．また，高瀬貯水池に適用して，揚水時，発電時の濁質挙動の特徴を把握した上で，運用方式による濁質挙動の制御の可能性について考察する．

なお，動きのある水面現象を理解するために，動画ファイルを付属 CD-ROM に収録した．

第2章 自由水面をもつ多次元流れの数値解析法

本章では、自由水面をもつ多次元流れの数値解析法について、基礎方程式から水面の移動法、境界条件、流速・圧力の修正計算、計算の流れまでを詳細に述べる。

2.1 基礎方程式

本解析法では、質量保存則およびニュートンの運動の法則から導かれる連続方程式および運動方程式を基礎方程式として、自由水面をもつ多次元流れを解析する。

流体密度一定条件下での基礎方程式は、流速と圧力の瞬時値を用いて以下のように表される（本論文では、等式にアインシュタインの総和規約を適用するとともに、 δ_{ij} をクロネッカーのデルタとする。）

- ・連続方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

- ・運動 (Navier-Stokes) 方程式 ($i = 1,2,3$)

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = G_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 u_i : 流速の各方向成分、 ρ : 流体密度、 p : 圧力、 G_i : 単位質量あたり外力の各方向成分、 ν : 動粘性係数である。

流速および圧力の変動を考慮する場合の基礎方程式は、(2.1) 式、(2.2) 式の流速および圧力をレイノルズ分解した後、式全体をレイノルズ平均した以下の式となる。

- ・連続方程式

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.3)$$

- ・運動 (Reynolds) 方程式 ($i = 1,2,3$)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = G_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (2.4)$$

ここで、 $\bar{\quad}$: レイノルズ平均量、 \quad' : レイノルズ平均量からの変動量であり、(2.4) 式中のレイノルズ応力 $-\overline{u_i' u_j'}$ を求めるため、以下の乱流評価式を用いる。

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{i,j} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.7)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.8)$$

ここで, $k (\equiv \overline{u'_i u'_i} / 2)$: 乱流エネルギー, $\varepsilon (\equiv \nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,j}})$: 乱流エネルギー散逸率, ν_t : 渦動粘性係数であり, (2.6) 式 ~ (2.8) 式中の定数は $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon 1} = 1.45$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$ とした.

また, 流体密度が変化する条件下での連続方程式および運動方程式は, 流速, 圧力, 密度の瞬時値を用いて以下のように表される.

・連続方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.9)$$

・運動方程式 ($i = 1, 2, 3$)

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \rho G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.10)$$

ここで,

$$\tau_{ij} = \rho \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.11)$$

である. 流体密度が変化する条件下における運動を解析するためには, (2.9) 式, (2.10) 式に, 密度 ρ に関する方程式を加える必要がある.

流速, 圧力および密度の変動を考慮する場合の連続方程式および運動方程式は, (2.9) 式, (2.10) 式の流速をファール分解, 圧力をレイノルズ分解したあと, 式全体をレイノルズ平均した以下の式となる.

・連続方程式

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.12)$$

・運動方程式 ($i = 1, 2, 3$)

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \bar{\rho} G_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \widetilde{u'_i u'_j} \right) \quad (2.13)$$

ここで,

$$\bar{\tau}_{ij} = \bar{\rho} \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.14)$$

であり、 $\widetilde{\quad}$: ファーブル平均量, $\overline{\quad}$: ファーブル平均量からの変動量である。また, (2.13) 式中のレイノルズ応力 $-\overline{\rho u_i'' u_j''}$ を求めるため, 以下の乱流評価式を用いる。

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \overline{\rho} \dot{\nu}_t \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{\partial \widetilde{u}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho} \dot{k} \delta_{i,j} \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho} \dot{k}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho} \dot{u}_j \dot{k}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\overline{\rho} \nu + \frac{\overline{\rho} \dot{\nu}_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \dot{k}}{\partial x_j} \right] - \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho} \dot{\varepsilon} \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho} \dot{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho} \dot{u}_j \dot{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\overline{\rho} \nu + \frac{\overline{\rho} \dot{\nu}_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \dot{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \overline{\rho} \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{k}} \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \overline{\rho} \frac{\dot{\varepsilon}^2}{\dot{k}} \quad (2.17)$$

$$\dot{\nu}_t = \begin{cases} \frac{C_\mu}{1 + 0.1B} \frac{\dot{k}^2}{\dot{\varepsilon}} & (B > 0) \\ C_\mu \frac{\dot{k}^2}{\dot{\varepsilon}} & (B \leq 0) \end{cases} \quad (2.18)$$

である。ここで, $\dot{k} (\equiv \overline{\rho u_i'' u_i''} / 2\rho)$: 密度が変化する場合の乱流エネルギー, $\dot{\varepsilon} (\equiv \nu \overline{u_{i,j}'' u_{i,j}''})$: 密度が変化する場合の乱流エネルギー散逸率および $\dot{\nu}_t$: 密度が変化する場合の渦動粘性係数であり, (2.16) 式 ~ (2.18) 式中の定数は密度が変化しない場合と同じ値を用いる。なお, (2.18) 式中の B は流体の密度勾配を考慮した値であり, 6.2.2 (89 ページ) で述べる。

ここでファーブル平均について説明する。ファーブル平均は密度加重平均とも呼ばれ,

$$\widetilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\overline{\rho}} \quad (2.19)$$

と表される [1]。例えば, ρu_i を平均操作する場合, レイノルズ分解を用いると,

$$\overline{\rho u_i} = \overline{\rho} \cdot \overline{u_i} + \overline{\rho' u_i'} \quad (2.20)$$

となる。一方, 流速 u_i にファーブル分解を適用すれば, (2.19) 式を変形して

$$\overline{\rho u_i} = \overline{\rho} \cdot \widetilde{u}_i \quad (2.21)$$

となり, 密度 ρ を平均変動量と変動量にわけないため式を簡略化できる。また, (2.13) 式を導く際に, (2.10) 式の左辺第二項に関して, 以下のような変形を用いている。

$$\overline{\rho u_i u_j} = \overline{\rho \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j} + \overline{\rho \widetilde{u}_i u_j''} + \overline{\rho u_i'' \widetilde{u}_j} + \overline{\rho u_i'' u_j''} = \overline{\rho} \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j + \overline{\rho u_i'' u_j''} \quad (2.22)$$

以上が流速, 圧力および密度の変動を考慮した流動解析に用いる連続方程式, 運動方程式および乱流評価式であるが, 流速, 圧力および密度の変動を考慮しない場合と同様に, 基礎方程式を閉じるためには密度に関する関係式が必要となる。第6章では, 密度を水温・濁質濃度の関数とした関係式 (6.2) 式, 水温の移流拡散方程式 (6.3) 式, 濁質濃度の移流拡散方程式 (6.4) 式の計3式を追加して解析している (6.2.1(88 ページ) 参照)。

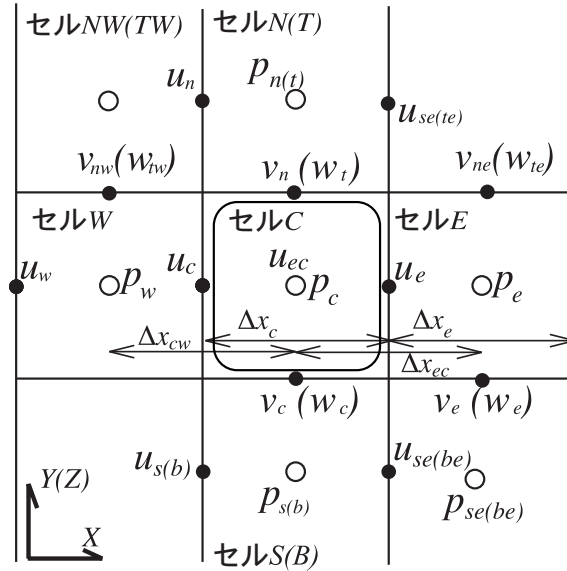


図 2.1: 物理量の配置と添え字の定義

以上の基礎方程式を直角座標系上で離散化して解析する．各物理量の定義点は，流速のみを計算セルの境界面中央，その他の物理量を計算セルの中央で定義するスタaggered 配置とし，離散化は時間について前進差分，移流項は三次精度風上差分，その他は中央差分とする．なお，離散化式を説明する際に用いる添え字は以下のようにする（図 2.1 参照）．

- ・ ある計算セル（計算セル名 C ）を考え，計算セル C から見て，東西南北上下方向の隣接する計算セル名を E, W, N, S, T, B とする．また，計算セル C から見て，北東に位置する計算セルのセル名は NE ，上西は TE 等として並べて表す．並べる際の優先順位は，上下，南北，東西とする．
- ・ 計算セルの中心で定義される値やセル自体が持つ値（体積等）は，その計算セル名の小文字を添え字につけて表す．
- ・ 計算セルの境界面中央で定義される値のうち，各軸方向負側境界面のものに当該セル名の小文字を添え字につける（正側の境界面のものは隣接するセル名の小文字を添え字につける）．境界面の面積や開口率など境界面自体が持つ値についても同様とする．
- ・ 計算セルの間隔 ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) はそのセル名の小文字を添えて表し，隣接する計算セル中央間の間隔は両セル名の小文字の間に “ / ” を加えたものを添えて表す．この際，各座標軸正側のセル名を先に記述する（セル C の x 方向間隔は Δx_c ，セル C 中心とセル E 中心の間隔は $\Delta x_{e/c}$ ）．ただし，“ / ” は省略することがある．
- ・ 隣接する 2 つの定義点の中間位置での値は，2 つの定義点の添え字の間に “ / ” を加えたものを添えて表す．この際，各座標軸正側に位置する定義点の添え字を先に記述する（流速 u_e と u_c の定義点の中間位置での流速値を $u_{e/c}$ とする）．境界面の面積や開口率などについて

も同様とする。ただし，“ / ”は省略することがある。

- ・ 離散化式等について説明する場合には，流速 $u_i (i = 1, 2, 3)$ ，圧力 p (変動を考慮する場合 $\bar{u}_i (i = 1, 2, 3)$ ， \bar{p}) を U, V, W, P と表す。

2.2 水面の取り扱い

ここでは，水面の移動法，水面での境界条件について説明する。

2.2.1 水面解析法の種類と選択

水面現象を計算機上で解析する方法は多種提案されている。まず，それらの得失を挙げて整理する(図 2.2 参照)。

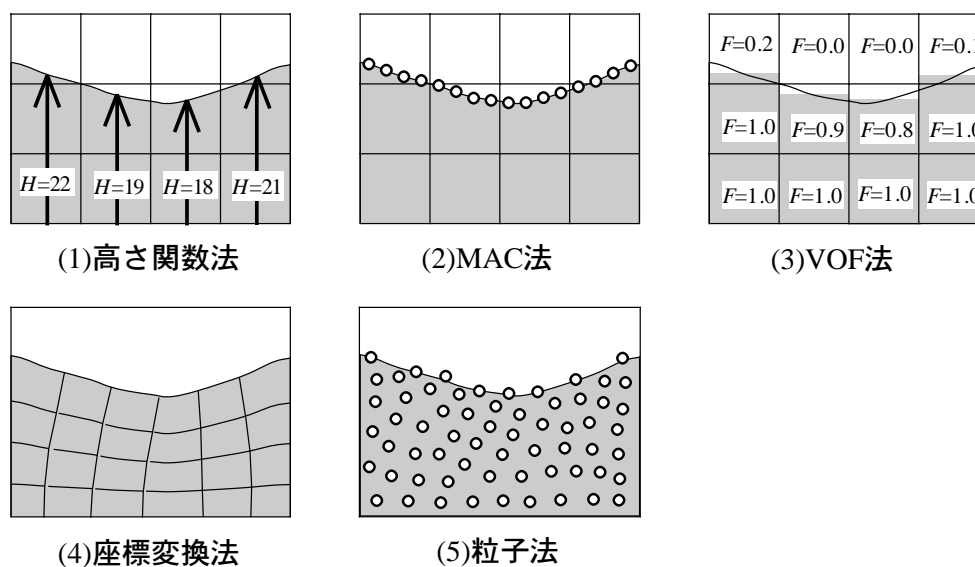


図 2.2: 水面解析法の例

- 高さ関数法：ある基準面からの高さ H で水面を表し， H を移流させることで水面を変形させる
 - (長所) アルゴリズムが単純なためコーディングが容易
 - (短所) ある基準面からみて水面が二つ以上ある場合の解析ができない
- MAC(Marker And Cell) 法：水面上にマーカーを配置し，その動きにより水面の移動を表現する
 - (長所) 水面の動きを簡便に追跡することができる
 - (短所) 質量保存を満足させた計算が難しい。
- VOF 法：流体を各計算格子の流体充填率 F で表現し， F を移流させて水面の移動を表現する

(長所) アルゴリズムが単純で、水塊の分離合体などの大きな水面変形解析に適用可能

(短所) 自由水面の形状が階段状になるため、高精度な水面形変動予測ができない

4. 座標変換法：自由水面に沿って曲線座標を生成して運動方程式を解き、曲線座標を変化させることで水面形状を変化させる

(長所) 水面形状を厳密に表現できるため高精度な解析が可能

(短所) 自由水面に不連続がある場合や変形が大きい場合計算が安定しない

5. 粒子法：流体を粒子に置き換えて粒子の運動を計算する

(長所) 他の水面解析法では取り扱うことができない細かい水滴の挙動解析が原理的に可能

(短所) 自由水面を明確に定義することが難しい

本解析法では、①大変形を伴う水面変動が計算可能であること、②計算が安定で長時間の継続計算が可能であること、③アルゴリズムが単純で独自の工夫や三次元化が容易であること、さらに、④数値水理の問題では水面形状の厳密な再現を必要とする場合が少ないことなどを考慮して、水面解析法に VOF 法を選択した。

2.2.2 VOF 法の概要

VOF 法の原型は Hirt ら [2] によって開発され、その考え方を利用してさまざま解析コードが開発されている。

VOF 法は水面の移動を直接計算するのではなく、計算した流速場を利用して流体全体を移動させ、その結果として水面が移動する。解析領域中の流体の存在は、計算セルの流体充填率 F を使って表す。流体充填率 F は次式で定義される。

$$F = \frac{\text{計算セル中の流体体積}}{\text{計算セルの体積}} \quad (2.23)$$

また、流体充填率 F および周囲のセルの状況により各セルを空セル、水面セル、内部セル、物体セルに分類する(図 2.3 参照)。ここで「空セル」：水のないセル、「水面セル」：内部に水面が存在するセル、「内部セル」：流体内部のセル、「物体セル」：水が流れ込めないセルである。このうち、水面セル、内部セルをあわせて流体セルと呼ぶ。

流体充填率 F およびセルの分類を用いた VOF 法の水面移動計算の手順は以下のようになる。

- 1 各計算セルを流体充填率 F および周囲のセルの状況により分類する。
- 2 水面セル内の水面の法線の向き(以下単に水面向きと呼ぶ)を決定する。
- 3 各計算セルの流体を運動方程式で計算された流速場に従って移動させる。
- 4 時間を進めて計算を繰り返す。

ここで、水面向きは、各座標軸方向正負の向き(三次元の場合、六つの向き)をとる。以下に計算セルの分類法および流体の移動法を説明する。

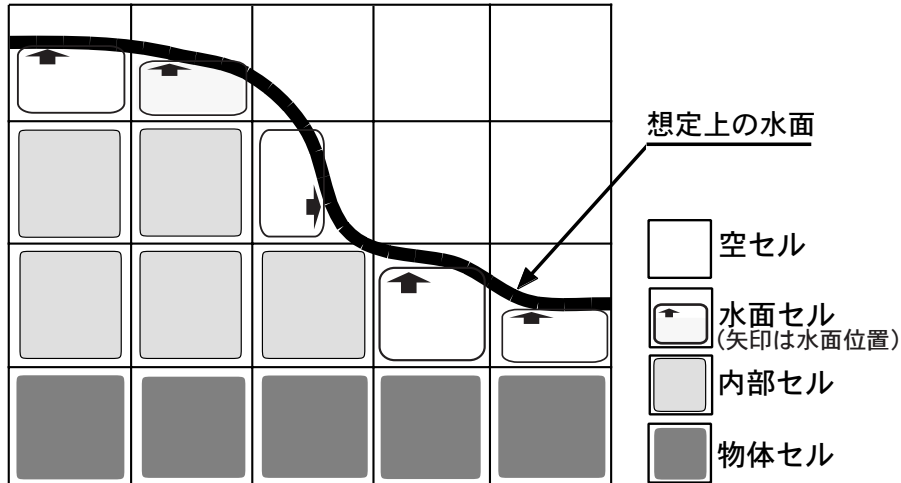


図 2.3: VOF 法での流体表現法

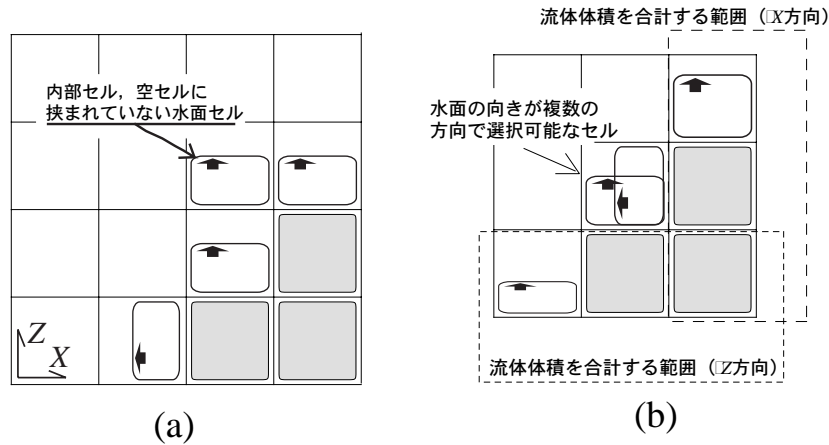


図 2.4: セルの分類説明図

(1) 計算セルの分類法

計算セルの分類および水面セル内の水面向きの決定は以下のアルゴリズムに従って行う [3] .

1. すべての計算セルを内部セルとする .
2. 流体充填率 F が 0 である内部セルを空セルとする .
3. 内部セルのうち, 空セルに接しているものを水面セルとする .
4. どの座標軸方向においても空セルと内部セルに挟まれていない水面セルがある場合 (図 2.4(a) 参照), そのセルを空セルに置き換えて 3. に戻り, ない場合はつぎに進む .
5. 水面セル内の水面について, 水面の方向をその水面セルが空セルと内部セルの挟まれている座標軸方向とし, 水面向きは空セル側とする . 複数の座標軸方向を選択できる場合 (図 2.4(b) 参照 : 同図の場合, 水面向きは X 軸負) には, 各方向で背後の流体体積を合計し, その値が最大となる座標軸方向とする .

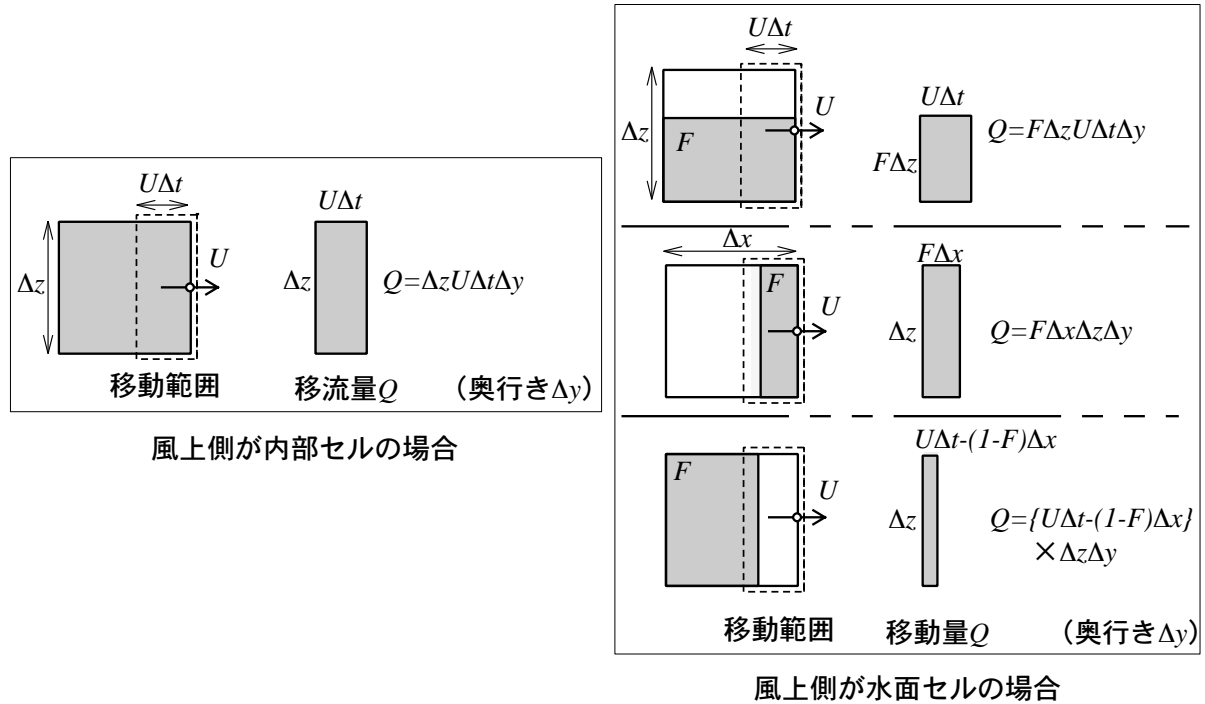


図 2.5: 流体の移動法

(2) 流体の移動法

次式に従って流体を移動させる。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.24)$$

この式の解析はドナーアクセプター法を用いる [2]。ドナーアクセプター法は各計算セルの境界面において風上側に移動範囲を設定しその中に含まれる流体を風下側に運搬する。その移動法および移動量を図 2.5 に示す。同図から分かるように、移動量の計算法は、風上側のセルが内部セルの場合と水面セルの場合に分類され、水面セルの場合は、セル内の流体配置を水面向き、流体充填率 F およびセルの幅から求めたのち、移動範囲に含まれる流体を移動させる。

2.2.3 VOF 法の改良

本解析法では短時間の大変形を伴う流れや、長時間の大規模な三次元の水面解析を行うため、質量保存をできるだけ満たしながら安定して計算できるようにする必要がある。そこで、流体の移動法およびセルの分類法に以下の工夫を加えている。

(1) 内部セルの流体充填率 F を 1 に保つための改良

内部セルの流体充填率 F は (2.23) 式から 1 であることが望ましい。 F が 1 でない内部セルがあると質量保存則を満たさなくなり、正確な解析ができなくなる。

しかし，計算セルの分類法において，流体充填率 F が 0 か否かのみを判断の基準にしていることから分かるように，流体充填率 F が 1 でない内部セルが発生する可能性は十分ある．数値解析は数値誤差を伴うため，1 になるべきところが 0.99 となる可能性は十分ある．もし，内部セルの要件を $F = 1$ とすると，空セル，水面セルが大量に発生することとなる．そのため，流体充填率 F が 1 でない内部セルの存在は計算を安定に進めるために必要である．従来の計算法では，このような場合，流体充填率 F を 1 に置き換えることにより対処している．

短時間の解析や水面変動が小さい解析ではこの対処法で十分であるが，本研究で対象としている水面の大変形が起きる現象や長時間に亘る現象の解析では，質量保存則から大きく離れる可能性がある．特に，水面の大変形が起きる解析では，セルの分類により $F = 0.1$ のセルでも内部セルと判断される場合があるため，これを単純に $F = 1$ に置き換えることは難しい．

そこで，本解析法では，流体充填率 F が 1 でない内部セルの存在を認めつつ，質量保存則を守りながら流体充填率 F を 1 に近づけるような工夫を施している．

流体充填率 F が 1 でない内部セルが存在する原因としては，

- i. 内部セルの連続方程式が十分満足されない場合
- ii. 水面セルから内部セルに移動する流体体積が不足する場合
- iii. 水面セルが周囲のセル配置から突然内部セルになる場合

がある．

i. の現象はすべての内部セルで起こりうる．本解析法では，2.5 (23 ページ) で示すように，連立方程式の誤差が許容値以下になるまで流速・圧力の修正計算を実行しているため，この許容値をできるだけ小さくすることによりある程度防ぐことができる．

ii. の現象について具体的に説明すると以下ようになる．流体充填率 F の移動は，図 2.5 に示したように，移動範囲に含まれた流体が移動することで行われる．風上側が水面セル，風下側が内部セルの場合，移動範囲より少ない量の流体が移動する (図 2.6 参照)．しかし，内部セル側の連続方程式は移動範囲と同じ量の流体が移動することを前提として計算しているため，必然的に

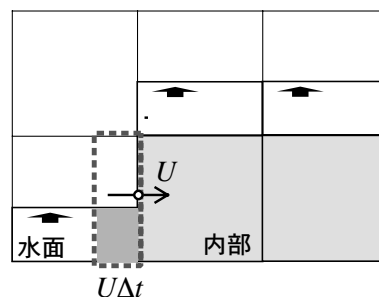


図 2.6: 水面セルから内部セルへの移動 (ii. の現象の説明図)

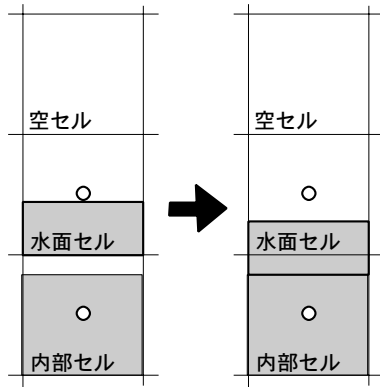


図 2.7: 水面セルのスライド (補正法 1)

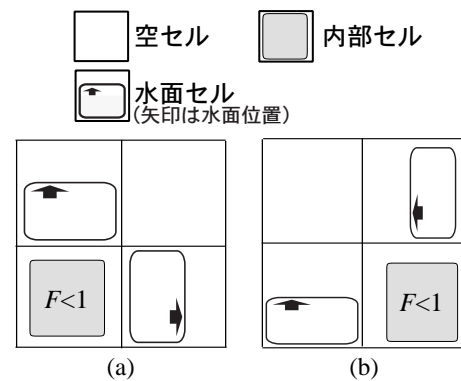


図 2.8: 補正法 1 が適用できない場合

内部セルが受け取る流体体積は必要量より少なく、内部セルの流体充填率 F が 1 より小さくなる。この現象は水面に近い内部セルで発生しやすい。

iii. は水面の大変形により水面セルの周囲がすべて内部セルになることにより発生する現象で、発生頻度は小さいが、この場合の流体充填率 F は 0 付近の値を取る可能性もある。

以上のような原因で発生した 1 より小さい流体充填率 F をもつ内部セルに補正法 1 および補正法 2 を適用して流体充填率 F を 1 に近づける。

補正法 1 は、流体充填率 F が 1 より小さい内部セルに水面セルの流体に満たされた境界面が接している場合、図 2.7 のように水面セルをスライドさせる。この際、水面セルの流体充填率 F が 0 になってしまう場合があるため、補正法 1 を行った場合には、計算セルの分類を再度行う必要がある。補正法 1 は対象としている内部セルに水面セルの流体に満たされた境界面が 2 面以上接している場合 (図 2.8(a) 参照) や水面セルに接していない場合、さらに水面セルに接していても、どの水面セルとも流体に満たされた境界面で接していない場合 (図 2.8(b) 参照) に適用できない。

このように流体充填率 F が 1 より小さいセルでかつ、補正法 1 では対処できないものには、補正法 2 を適用した。

補正法 2 は、流速・圧力の修正計算に用いる連続方程式の離散式に補正項を加えることで、流体充填率 F の過不足分を周囲のセルと交換しながら、流体充填率 F を補正した。この補正項については 2.5.3 (26 ページ) で述べる。

(2) 水面セルを空セルに変更する際の流体の体積減少に対する対処

「2.2.2(1) 計算セルの分類 (9 ページ)」で示したように、水面セルのうち空セルと内部セルに挟まれていないものは空セルに変更する。この際にそのセルの流体充填率 F も 0 に置き換える解析法もあるが、この置き換えは質量保存則を満たさない原因となるため、本解析法ではこれを 0 とせずに残して計算する工夫を行った。

先の分類法を分類法 1 とし、4. 水面セルのうち、空セルと内部セルに挟まれていないセルがあ

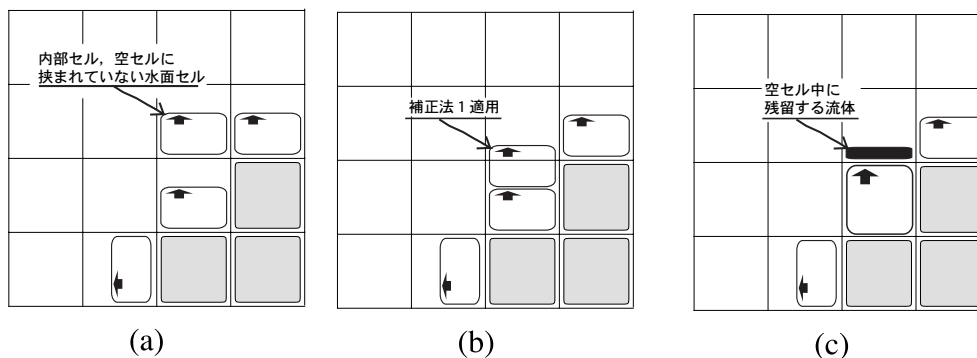


図 2.9: セル分類法の改良

る場合は、空セルに置き換えて、3. に戻り、該当する水面セルがなくなるまで繰り返したのち、つぎに進む。」を除いたものを分類法 2 とする。

新しいセルの分類法は以下の手順で行う。

1. 分類法 2 により計算セルを分類する (図 2.9(a) 参照)
2. 補正法 1 を適用する (図 2.9(b) 参照)
3. 分類法 1 により計算セルを分類する (図 2.9(c) 参照)
4. 必要に応じて補正法 1 を適用する。
5. 4. において水面セルが空セルに置き換わった場合、再び分類法 1 により計算セルを分類する。

また、図 2.9(c) において、空セルに残存する流体は、複数回の計算ステップにより流体セルに吸収される。

これらの工夫により分類法 1 で除かれていた流体体積の多くを消失させることなくまた、空セル中に残存する流体を最小限に抑えて計算する。しかし、孤立した $F > 0$ のセルはこの場合でも無視されてしまう。そこでこれらについては、周囲の流速を外挿して、流体を移動させ、隣接する水面セルに吸収させる。

2.3 複雑地形の取り扱い

本解析法は基礎方程式を直交座標系上で離散化しているが、現実の地形条件は複雑であるため、直交座標系で表せない場合がある。例えば、貯水池内の三次元流動の場合、貯水池地形に多少起伏があったとしても、それが貯水池内流動に与える影響は小さい。しかし、地形に沿った速い流れが発生する津波遡上のような現象では、地形形状が流れに与える影響を無視できない。そこで、榊山ら [6] がポーラスモデルで行っているように、計算セル内に物体を存在させた状態で積分した基礎方程式を用いることにより、直交座標系で複雑地形の効果を考慮した解析を実施した。

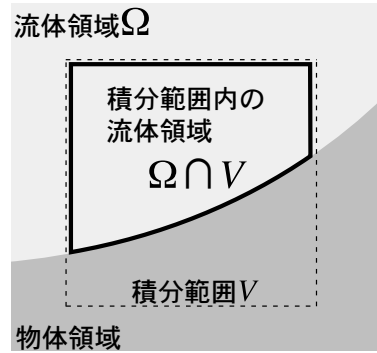


図 2.10: 積分の説明図

2.3.1 基礎方程式の積分と離散化

複雑地形の効果を考慮するため，基礎方程式 ((2.1) 式および (2.2) 式) を流体領域で積分した後，に離散化する．

(1) 連続式

解析領域中に設定したコントロールボリュームを V (その体積も V)，流体領域を Ω とする (図 2.10 参照)．(2.1) 式を $V \cap \Omega$ (コントロールボリューム V に含まれる流体領域) で積分し，ガウスの発散定理を適用すると，

$$0 = \iiint_{V \cap \Omega} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} dV = \iint_{\partial(V \cap \Omega)} u_j n_j dS \quad (2.25)$$

と書ける．ここに， $\{n_j\}$ は dS の法線ベクトルの要素である．面積分範囲は $\partial V \cap \Omega$ (コントロールボリューム内の流体領域とコントロールボリューム外の流体領域の境界面) と $V \cap \partial \Omega$ (コントロールボリューム内の流体領域と物体領域の境界面) に分けられ， $V \cap \partial \Omega$ では法線方向流速が 0 であるから連続方程式の積分形は，

$$\frac{1}{V} \iint_{\partial V \cap \Omega} u_j n_j dS = 0 \quad (2.26)$$

となる．

次に，コントロールボリューム V を計算セル C として (2.26) 式を離散化する．計算セル C の各境界面で定義されている流速値はそれぞれの面内では一定の値をとると考えると，(2.26) 式は，

$$\frac{1}{V} \iint_{\partial V \cap \Omega} n_j dS \cdot u_j = 0 \quad (2.27)$$

となる．セル境界面の開口率 A

$$A = \frac{\text{セル境界面中の物体以外の面積}}{\text{セル境界面の面積}}$$

を用いて離散化すると，

$$0 = \frac{Ax_e \cdot U_e - Ax_c \cdot U_c}{\Delta x_c} + \frac{Ay_n \cdot V_n - Ay_c \cdot V_c}{\Delta y_c} + \frac{Az_t \cdot W_t - Az_c \cdot W_c}{\Delta z_c} \quad (2.28)$$

となる．ここで， Ax ， Ay ， Az はそれぞれ x 軸， y 軸， z 軸に直交する各計算セル境界面における開口率である．

(2) 運動方程式

(2.2) 式をコントロールボリューム V 内の流体領域で積分すると，各項は以下ようになる．

- 移流項：移流項を積分し，発散定理を適用する．連続式と同様，

$$u_j n_j = 0 \quad \text{on} \quad V \cap \partial\Omega$$

であるから，領域 $V \cap \partial\Omega$ での面積分は 0 となるため，積分形は

$$\iiint_{V \cap \Omega} \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} dV = \iint_{\partial(V \cap \Omega)} u_i u_j n_j dS = \iint_{\partial V \cap \Omega} u_i u_j n_j dS \quad (2.29)$$

となる．

- 粘性項：同様に

$$\nu \iiint_{V \cap \Omega} \frac{\partial u_i}{\partial x_j \partial x_j} dV = \nu \iint_{\partial(V \cap \Omega)} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS = \nu \iint_{\partial V \cap \Omega} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS + \nu \iint_{V \cap \partial\Omega} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS$$

となる．ただし，一般に，

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \neq 0 \quad \text{on} \quad V \cap \partial\Omega \quad (2.30)$$

であるため，領域 $V \cap \partial\Omega$ での面積分も 0 とはならない．

- その他の項：その他の項は領域 $V \cap \Omega$ 内で一様の値を持つとして，

$$\iiint_{V \cap \Omega} \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} - G_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right] dV = FaV \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} - G_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) \quad (2.31)$$

と表す．ここに， Fa は計算セルの空隙率であり，

$$Fa = \frac{\text{計算セル中の物体以外の体積}}{\text{計算セルの体積}}$$

と表される．

以上から，運動方程式は両辺を FaV で割って，

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{FaV} \iint_{\partial V \cap \Omega} u_i u_j n_j dS = G_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\nu}{FaV} \iint_{\partial V \cap \Omega} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS + \frac{\nu}{FaV} \iint_{V \cap \partial\Omega} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS \quad (2.32)$$

となる．(2.32) 式を連続方程式と同様に開口率を用いて離散化し計算に用いる．

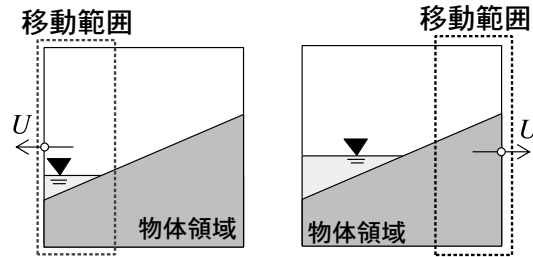


図 2.11: 複雑地形での流体移動の例

2.3.2 セル内に物体領域がある場合の流体移動

セル内に物体領域がある場合のセルの分類法および流体の移動法は，物体領域がない場合に比較して以下の点が異なる．

1. セルの分類法に関し，空隙率 Fa が 0 以上 1 未満の水面セルでは，同セル内の水面向きを鉛直上向きに限定する．
2. 流体の移動法に関し，空隙率 Fa が 0 以上 1 未満の水面セルでは，同セル内の水面位置および同セルの境界面を通じた流体の移動量を，同セルの開口率および空隙率から推定した同セル内の地形勾配に基づいて計算する（図 2.11 参照）

これ以外の点については，セル内に物体領域がない場合と同様である．

2.4 境界条件

本解析法では，水面セルと空セルの境界（水面境界），流体セルと物体セルの境界（物体境界），流体セルと解析領域外の流体セルの境界（流体境界）がある．以下にそれぞれの場合の境界条件設定法を説明する．

2.4.1 水面境界

水面での応力境界条件は水面の法線ベクトルを $\vec{n}_s = \{ns_k\} = (ns_x, ns_y, ns_z)$ とすると次式で表される．

$$\left[-(p_{surf} - p_{atm} - T_{surf}) ns_k \delta_{ik} + \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} ns_k + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} ns_k \right) \right] \cdot = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.33)$$

ここで， $p_{surf}[Pa]$ ：水面位置での圧力， $p_{atm}[Pa]$ ：大気圧， $T_{surf}[Pa]$ ：表面張力である．

(2.33) 式を評価する場合には，水面の法線ベクトル \vec{n}_s を隣接するセルの配置を考慮して決定する．水面が鉛直上方を向いている場合 ($ns_z = 1$) を例に説明すると，法線ベクトルの x および y 方向成分 (ns_x, ns_y) を以下のように決定する（図 2.12 参照）

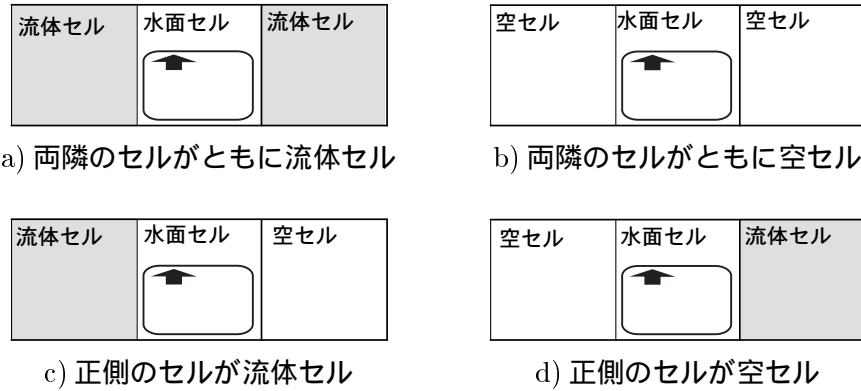


図 2.12: 水面応力計算時の周囲のセル配置

- a) 水面に平行な x 軸方向の両隣のセルがともに流体セルである場合, $ns_x = 0$, y 軸方向についても同様に $ns_y = 0$.
- b) 水面に平行な x 軸方向の両隣のセルがともに空セルである場合, $ns_x = 0$, y 軸方向についても同様に $ns_y = 0$.
- c) 水面に平行な x 軸方向の両隣のセルのうち, 正側のセルが空セル, 負側のセルが流体セルの場合, $ns_x = 1$, y 軸方向についても同様に $ns_y = 1$.
- d) 水面に平行な x 軸方向の両隣のセルのうち, 正側のセルが流体セル, 負側のセルが空セルの場合 $ns_x = -1$, y 軸方向についても同様に $ns_y = -1$.

とする. このように水面の法線ベクトルを 9 方向の中から選択して応力条件式 (2.33) を評価する.

また, 表面張力 T_{surf} は表面張力係数 σ 及び曲率半径 R を用いて,

$$T_{surf} = -\frac{\sigma}{R} \quad (2.34)$$

と表せる. 曲率半径 R は水面位置 h が x の関数と見なせる場合,

$$R = \frac{\left(1 + \frac{\partial h}{\partial x}\right)^{3/2}}{\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}} \quad (2.35)$$

と表せる. 従って, 表面張力を精度良く評価するには. 水面の曲率半径 R を精度よく求める必要がある.

本解析法では, 水面セルごとに一点ずつ水面位置を求め (図 2.13 参照), それらを補間し, (2.35) 式により曲率を求める. 水面位置は水面セル内の水面の中央とし, その補間法として, 2 次関数, および 3 次スプライン関数を用いる. 3 次スプライン関数による補間は, 2 階微分までの連続性が保証されるため, なめらかな水面形状を得ることができる. また, 2 次関数による補間は, 水面形状の再現精度は低いが, 複雑な水面形状でも安定に計算することができる. 補間を行う際の

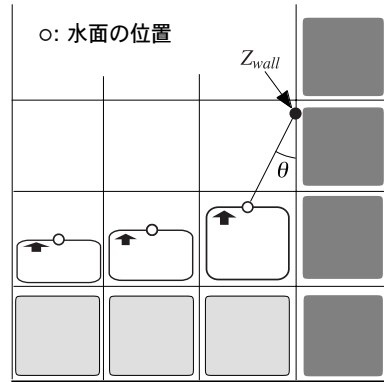


図 2.13: 水面位置説明図

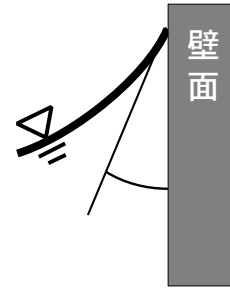


図 2.14: 接触角の説明図

水面の壁境界条件は以下のようにした．2次曲線補間の場合，壁での水面位置 Z_{wall} を求める必要があるため，壁にもっとも近い水面位置から壁への勾配が接触角（図 2.14 参照）と同じになるように Z_{wall} を定める．3次スプライン関数を用いた場合に必要になる両端の勾配は接触角から計算する．

(1) 流速境界条件

流速は，内部セル間，水面セル間および内部セルと水面セルの間で定義されるものに関して，運動方程式を用いて計算する．そのため，空セルと水面セル間および空セル間で定義される流速が計算に必要な場合は以下に示すように境界条件として設定する（図 2.15 参照）

a) 水面セルと空セルの間の流速値

- i) 設定する流速 W_c が水面に直交する場合は，①連続方程式を水面セル B に適用して W_c を求める方法，②水面セル B の水面上昇速度を用いる方法を選択して使用する．②の方法は，貯水池の解析などで計算セルの水平方向間隔に対し鉛直方向間隔が小さいために①の方法では流速値の変動が大きくて計算が安定しない場合に用いる．②の方法を式で表すと，

$$W_c = (F_b - F_b^0) \Delta z_b / \Delta t \quad (2.36)$$

となる（図 2.15(1)i 参照）ここで上付き添え字 0 は Δt 秒前の値であることを示す．

- ii) 設定する流速 U_c が水面セル B 内の水面に直交する場合は， $U_c = U_b$ とする（図 2.15(1)ii 参照）

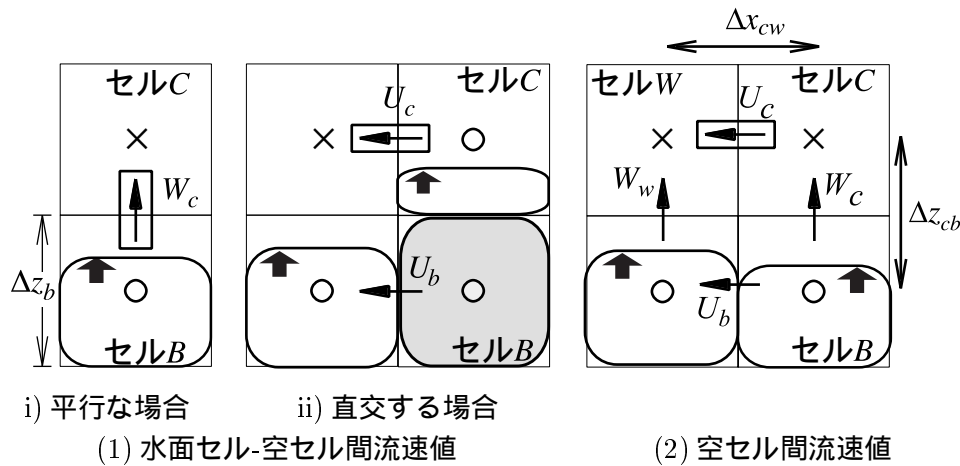


図 2.15: 水面での流速境界条件の設定法

b) 空セル間の流速値

隣接する水面セル間の流速 U_b (図 2.15(2) 参照) を計算する際に必要となる空セル間の流速値 U_c は , (2.33) 式を用いて求める . 水面法線ベクトル $\vec{n}\hat{s} = (0, 0, 1)$ を (2.33) 式に代入して得られる , 接線方向応力条件式

$$U_c = U_b - (W_c - W_w) \frac{\Delta z_{cb}}{\Delta x_{cw}} \quad (2.37)$$

を適用する .

(2) 圧力境界条件

水面セル C 内の圧力定義点の圧力 P_c は , 水面での法線方向応力境界条件 ((2.33) 式) から求めた水面位置での流体圧力 P_{surf} とすぐ下の内部セル B の圧力定義点の圧力 P_b を用いて補間により求める . 補間式は次式である (図 2.16 参照)

$$P_c = P_b + \frac{\Delta z_b + \Delta z_c}{\Delta z_b + 2.0F_c\Delta z_c} (P_{surf} - P_b) \quad (2.38)$$

(3) 乱流境界条件

乱れの強さは水面に近づくに従って非等方的に減衰する . 本解析では禰津らの研究 [4] を参考に , 水面セルの水を含まない断面で隣接する空セルの乱流エネルギー k を水面セルの 80% の値とし , 乱流エネルギー散逸率 ε を水面セルと同じにする .

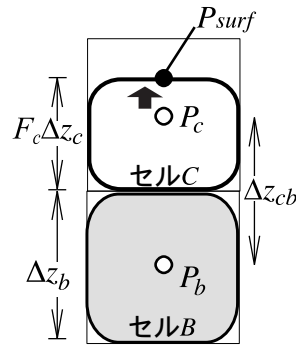


図 2.16: 水面セル内の圧力 P の設定法

2.4.2 物体境界

(1) 流速境界条件

境界の流速は，物体境界に直交する流速成分を 0 とし，平行な流速成分については，Blasius の 7 分の 1 乗則に従い物体セル内の流速値を与えた．これは，摩擦抵抗係数 C_f と境界層厚に関する Reynolds 数 Re_δ の間に以下の関係があるとして導かれたものである [5] ．

$$C_f = A \cdot Re_\delta^{-m} \quad (2.39)$$

ここに， A ， m は定数である．乱流境界層近傍の流速を U_1 ，摩擦速度を u_* ，境界層厚さを δ とすると摩擦抵抗係数 C_f は

$$C_f = \frac{2u_*^2}{U_1^2} \quad (2.40)$$

で表されるから (2.39) 式は，

$$\frac{U_1}{u_*} = \left(\frac{2}{A}\right)^{\frac{m}{2-m}} \cdot \left(\frac{u_*\delta}{\nu}\right)^{\frac{m}{2-m}} = B \left(\frac{u_*\delta}{\nu}\right)^{\frac{m}{2-m}} \quad (2.41)$$

と表される．従来からの研究により， $Re_\delta = 3,000 \sim 70,000$ に対し， $B=0.874, m=1/4$ であることが見いだされている．よって，7 分の 1 乗則は

$$\frac{U_1}{u_*} = 0.874 \left(\frac{u_*\delta}{\nu}\right)^{1/7} \quad (2.42)$$

で表される．

(2) 乱流境界条件

乱流境界条件は物体セル内の乱流エネルギーを 0，乱流エネルギー散逸率を隣接する流体セルの値と等しくした．

2.4.3 流体境界（開境界）

ここでは、解析領域の外側にも水が連続する境界（流体境界）での流速・圧力値および乱流量の設定法を示す。本解析では、(1) 水位設定境界、(2) 流量設定流入境界、(3) 流量設定流出境界、(4) 自由流出境界に分類して設定している。なお、(2)、(3)、(4)における圧力、(1)、(3)、(4)における流体充填率 F 、乱流量、境界面に平行な流速成分は流体境界において勾配 0 とした。

(1) 水位設定境界

水位の時間変化のみが与えられる境界では境界面上の流速値およびその分布が自明でない場合が多い。貯水池解析などでは、上層で流入、下層で流出する場合や左岸側で流入、右岸側で流出する場合があります、これらの流出入は解析領域内の流動状況により定まる。

そこで、流体境界面の外側に接するセル中央の圧力値を設定して水位を制御し、流速値は簡略化した運動方程式により計算する。具体的には以下の通り。

流体境界が X 軸に直交しており、流体境界に接している任意の流体セルを C 、そのうちの任意の水面セルを C_1 とする。ある時刻 t での水面セル C_1 内の水位を H_{C_1} とし、 $t + \Delta t$ での目標水位を H_g に達するように圧力値を設定する場合を考える。

1. 次式により、 Δt 秒後に目標水位 H_g に達するために必要な流体体積 $\Delta(Vol)$ (図 2.17 参照) を求める。

$$\Delta(Vol) = \sum_{\text{セル } C_1} (H_g - H_{C_1}) \Delta x_{C_1} \Delta y_{C_1} \quad (2.43)$$

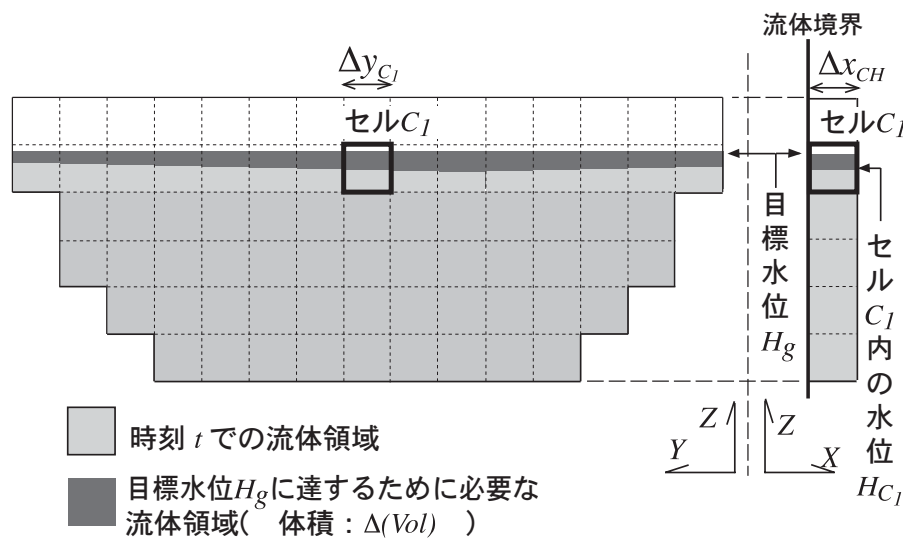


図 2.17: 流体境界の説明図

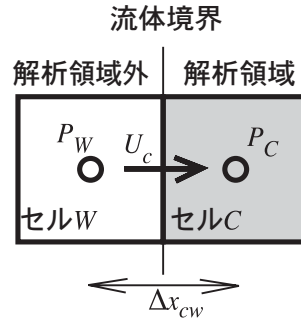


図 2.18: 流体境界の記号説明図

2. 次式により，すべてのセル C について流体境界に接している流体部分 (図 2.17 における時刻 t での流体領域) の面積を計算し集計したものを S とする．

$$S = \sum_{\text{セル } C} (F_c \Delta y_c \Delta z_c) \quad (2.44)$$

3. 次式により，流体境界に接している流体部分を通じて，体積 $\Delta(Vol)$ を Δt 秒間に流入させるために必要な境界流速 U_c の増加分 ΔU_c を求める (記号は図 2.18 参照)

$$\Delta U_c = \Delta(Vol) / S / \Delta t \quad (2.45)$$

4. 次式によりセル C の流体境界外側の圧力 (すなわちセル W 中心での圧力) P_w を設定する．

$$P_w = P_c + \frac{\rho_w \Delta x_{cw} \Delta U_c}{\Delta t} \quad (2.46)$$

ここで，上式は流体境界に接した面の中心で定義される流速 U_c に関する運動方程式の時間項および圧力項を以外を無視した離散化式

$$U_c^n = U_c + \frac{P_w - P_c}{\rho_c \Delta x_{cw}} \Delta t \quad (2.47)$$

に $U_c^n = U_c + \Delta U_c$ を代入して得られたものである．

ここに，添え字 n は次の時間ステップの値であることを示す．

(2) 流量設定流入境界

これは水路などから水位一定で定常的に流入する場合や放水口からの流入ある場合に設定される境界である．この場合，圧力値を設定せずに，定常状態の流速および乱流量を境界値として設定する．境界値は，定常状態でかつ流下方向にも流速値が変化しない状態の流速および乱流量を，運動方程式，乱流エネルギー方程式，乱流エネルギー散逸率方程式を用いた繰り返し計算により求める．また，流速分布が既知の場合は，乱流エネルギー方程式，乱流エネルギー散逸率方程式を用いた繰り返し計算により求める．

(3) 流量設定流境界

これは流体境界から一定流量 Q が流出する場合であり，流体境界に隣接する断面の流速分布を用いて，流量が Q となるように調整した流速を境界値とした．具体的には以下の通り (図 2.19 参照)．

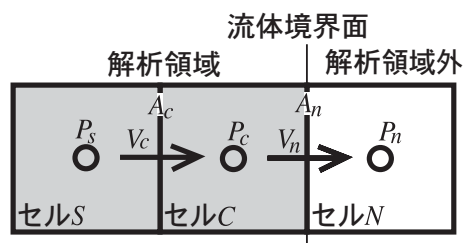


図 2.19: 流境界の記号説明図

流体境界面上の流速 V_n を設定する場合を考える．流体境界に接する任意のセル C は断面 A_c から流入して，流体境界の一部である断面 A_n から流出する．断面 A_c を通じて出入りする流量の総計は，

$$Q_c = \sum_{\text{すべてのセル } C} u_c A_c$$

となり，その断面積は，

$$S_c = \sum_{\text{すべてのセル } C} A_c$$

となる．これらを用いて流体境界での流速 V_n を

$$V_n = V_c + (Q - Q_c)/S_c$$

とした．

(4) 自由流境界

特に条件のない流境界では，流体境界に接する任意のセル C について，流体境界の一部である断面 A_n 上の流速 V_n を，断面 A_c 上の流速 V_c と等しいとした．すなわち

$$V_n = V_c$$

とした．

2.5 流速・圧力の修正計算

本解析法では，Patankar らが開発した SIMPLE 法 [7] に基づき，運動方程式により推定した流速値が連続方程式を満たすように修正するため，圧力誤差方程式を解いている．ここでは，圧力誤差方程式の導出法と境界条件式について説明する．

2.5.1 圧力誤差方程式の導出

SIMPLE法で流速・圧力の修正に用いられる圧力誤差方程式は以下のように導出される。セル C を内部セルとする。セル C とセル W の境界で定義される流速 U_c に関する運動方程式の離散化式は (2.13) 式を用いた場合、

$$\rho_{cw}U_c = \rho_{cw}^0U_c^0 - \frac{P_c - P_w}{\Delta x_{cw}}\Delta t + [\text{移流項その他}]^0\Delta t \quad (2.48)$$

また、計算セル C の連続方程式の離散化式は (2.12) 式を用いた場合、

$$0 = \frac{\rho_c - \rho_c^0}{\Delta t} + \frac{\rho_{ec}U_e - \rho_{cw}U_c}{\Delta x_c} + \frac{\rho_{nc}V_n - \rho_{cs}V_c}{\Delta y_c} + \frac{\rho_{tc}W_t - \rho_{cb}W_c}{\Delta z_c} \quad (2.49)$$

と書ける。ここで上付き添え字 0 は Δt 秒前の値であることを示す。

流速値および圧力値は誤差を含んだ推定値 \hat{U}, \hat{P} と考えられ、真値に誤差を加えたものを推定値と定義すると、

$$\hat{U} = U + U''' \quad (2.50)$$

$$\hat{P} = P + P''' \quad (2.51)$$

と書ける。推定値を用いて求めた連続方程式 (2.49) の誤差を D とすれば、式 (2.49) は以下のように書き換えられる。

$$D = \frac{\rho_c - \rho_c^0}{\Delta t} + \frac{\rho_{ec}\hat{U}_e - \rho_{cw}\hat{U}_c}{\Delta x_c} + \frac{\rho_{nc}\hat{V}_n - \rho_{cs}\hat{V}_c}{\Delta y_c} + \frac{\rho_{tc}\hat{W}_t - \rho_{cb}\hat{W}_c}{\Delta z_c} \quad (2.52)$$

式 (2.52) から式 (2.49) を辺々引き算すると

$$D = \frac{\rho_{ec}U_e''' - \rho_{cw}U_c'''}{\Delta x_c} + \frac{\rho_{nc}V_n''' - \rho_{cs}V_c'''}{\Delta y_c} + \frac{\rho_{tc}W_t''' - \rho_{cb}W_c'''}{\Delta z_c} \quad (2.53)$$

が得られる。

同様に、離散化した運動方程式 (2.48) を推定値および真値で表し辺々引き算すると、

$$\rho_{cw}U_c''' = -\frac{P_c''' - P_w'''}{\Delta x_{cw}}\Delta t \quad (2.54)$$

となるので式 (2.53) に代入して整理すると内部セル C に関する圧力誤差方程式

$$A_cP_c''' + A_eP_e''' + A_wP_w''' + A_nP_n''' + A_sP_s''' + A_tP_t''' + A_bP_b''' = D/\Delta t \quad (2.55)$$

が得られる。ここで、

$$\begin{aligned} A_e &= \frac{-1}{\Delta x_c \Delta x_{ec}} ; A_w = \frac{-1}{\Delta x_c \Delta x_{cw}} ; A_n = \frac{-1}{\Delta y_c \Delta y_{nc}} \\ A_s &= \frac{-1}{\Delta y_c \Delta y_{cs}} ; A_t = \frac{-1}{\Delta z_c \Delta z_{tc}} ; A_b = \frac{-1}{\Delta z_c \Delta z_{cb}} \\ A_c &= (-1) \times (A_e + A_w + A_n + A_s + A_t + A_b) \end{aligned}$$

である。

2.5.2 圧力誤差方程式の境界条件式

圧力誤差方程式 (2.55) は、すべての内部セルに関する圧力誤差方程式を連立させて解くが、その際には境界条件式もあわせて連立させる必要がある。境界条件を設定する境界は、1) 物体境界 (内部セルと物体セルの境界)、2) 流体境界 (内部セルと解析領域外の内部セルの境界) および 3) 水面境界 (内部セルと水面セルの境界) に対する境界条件式について説明する。

a) 物体境界

物体境界は、壁等に接している場合であり、この場合、境界に垂直な流速値は 0 に固定され修正できない。物体セル W が内部セル C に接しているとする、境界の流速 U_c は、

$$U_c = \frac{1}{\rho_{cw}} \frac{P_w''' - P_c'''}{\Delta x_{cw}} \Delta t \quad (2.56)$$

と表され、 U_c は常に 0 であるから、物体セル W の圧力誤差 P_w''' に関する境界条件式は、

$$P_w''' = P_c''' \quad (2.57)$$

となる。

b) 流体境界

流体境界では、流出入流量が与えられる場合 (2.4.3(2),(3) 参照)、物体境界と同じ境界条件となる。また、境界圧力固定の場合 (2.4.3(1) 参照)、セル W が内部セル C に接する解析領域外の内部セルとすると、セル W の圧力誤差 P_w''' に関する境界条件式は、

$$P_w''' = 0 \quad (2.58)$$

となる。

c) 水面境界

水面セルとの境界条件は、内部セルと水面セルの位置関係により異なる。

- 内部セル C と水面セル W の位置関係が水面セルの法線と平行なとき水面セル T の圧力は、(2.38) 式を P_t について書き直した式

$$P_t = P_c + \frac{\Delta z_c + \Delta z_t}{\Delta z_c + 2F_t \Delta z_t} (P_{surf} - P_c) \quad (2.59)$$

で求めることができる。上式の P_t および P_c を真値と誤差に分けたあと、辺々引き算すると、水面セル T の圧力誤差 P_t''' に関する境界条件式は、

$$P_t''' = \frac{2F_t - 1}{2F_t \Delta z_t + \Delta z_c} P_c''' \Delta z_t \quad (2.60)$$

となる。

- 内部セル C と水面セルの位置関係が水面セルの法線と直交するとき

この位置関係の水面セル W と内部セル C の圧力値の間には関係式を設定していないので、水面セル W の圧力誤差 P_w''' に関する境界条件式は、

$$P_w''' = 0 \quad (2.61)$$

となる。

これらの境界条件と (2.55) 式をあわせた大規模な連立一次方程式を解いて圧力誤差を計算する。境界条件と (2.55) 式は式の形が異なるため、係数行列が不規則疎行列になる。本解析法では、これを後(うしろ)らが開発した前処理付き双共役勾配安定 (BiCGSTAB) 法 [8] による行列解法で高速に解いている。

2.5.3 流体充填率 F の補正

修正計算の過程で内部セルの流体充填率 F を 1 に近づける方法 (補正法 2 : 2.2.3 参照) について説明する。

Δt 秒前における内部セル C の流体充填率を $F_c^0 (\neq 0)$ とすると、内部セル C のこの時点における質量過不足 E_F は、

$$E_F = \rho_c^0 (1 - F_c^0) \Delta x_c \Delta y_c \Delta z_c \quad (2.62)$$

となる。この過不足を Δt 秒間で解消するために、連続方程式の離散化式 ((2.49) 式) の左辺に $E_F / \Delta t \Delta x_c \Delta y_c \Delta z_c$ を加えた次式

$$D = \frac{\rho_c - F_c^0 \rho_c^0}{\Delta t} + \frac{\rho_{ec} \hat{U}_e - \rho_{cw} \hat{U}_c}{\Delta x_c} + \frac{\rho_{nc} \hat{V}_n - \rho_{cs} \hat{V}_c}{\Delta y_c} + \frac{\rho_{tc} \hat{W}_t - \rho_{cb} \hat{W}_c}{\Delta z_c} \quad (2.63)$$

で求めた D を圧力誤差方程式 (2.55) 式に代入した。これにより、不足の場合周囲から多めに質量が流入することとなり、流速値の誤差修正と同時に質量の過不足を解消することができる。

2.6 解析の流れ

解析の流れは、計算方法が単一メモリ配置の場合と、分散メモリ配置の場合で異なる。単一メモリ配置の計算は、科学技術系算用ワークステーション (EWS)、ベクトル計算機で行い、分散メモリ配置の計算は、EWS クラスタ、並列計算機およびベクトル並列計算機で行う。

単一メモリ配置の計算は、二次元問題と三次元で水面が大きく変形する問題を対象にした。

また、分散メモリ配置の計算は解析対象領域が大規模で、かつ、水面変動が大きい場合、分散メモリ配置の並列計算により計算を高速化した。ここで、水面変動が大きい場合とは、貯水池内の流れのように水面向きが鉛直方向上向きに限られる場合である。具体的には、貯水池内流動解析 (3.2.2 および 6 章) を分散メモリ配置で計算した。

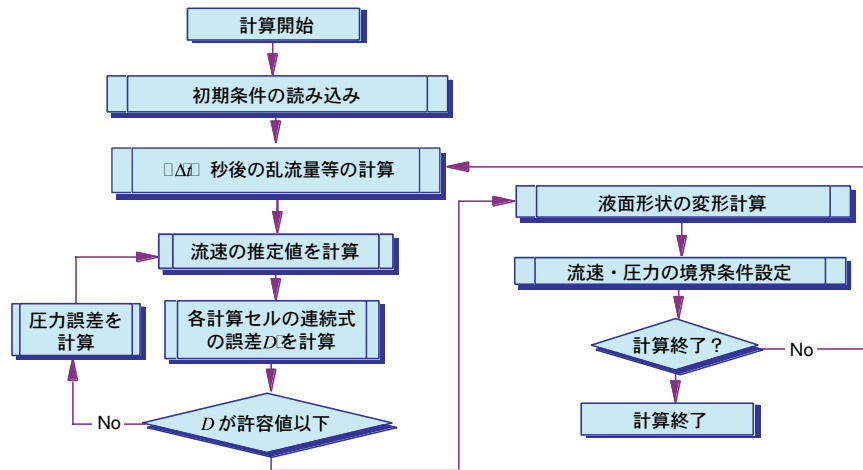


図 2.20: 解析の流れ図 (単一メモリ配置)

2.6.1 単一メモリ配置

単一メモリ配置で計算する場合、解析の流れは以下のものである (図 2.20 参照)。

1. ある時点においてすべての物理量の値が既知とする。
2. 必要に応じて乱流や水質に関する諸量の Δt 秒後の値を求める。
3. 運動方程式の離散式から Δt 秒後の流速の推定値 \hat{U} , \hat{V} , \hat{W} を求める。
4. (2.63) 式を用いて、各計算セルの連続方程式の誤差 D を求める。
5. 誤差 D の最大値が許容値以下の場合、流速の推定値 \hat{U} , \hat{V} , \hat{W} を真値 U , V , W として次に進み、そうでない場合、圧力誤差方程式 (2.55) 式を解いて圧力誤差を求め、(2.54) 式および (2.50) 式、(2.51) 式を用いて流速推定値・圧力を修正し 3. に戻る。
6. 2.2 で説明した方法に従って、水面形状を変形させ、流速・圧力の境界条件を設定した後、2. に戻る。

2.6.2 分散メモリ配置

分散メモリ配置の計算は、解析領域を使用するプロセッサユニット (PU) の数に応じて分割して並列に計算を行う。各 PU のメモリには分割された領域のデータのみが格納されるため、境界領域近傍の計算には他の PU のデータが必要となる。

一般に並列計算は PU 間データ交換の回数やデータ量が少ないほどその性能を発揮できるため、陽解法で計算を進める場合、データ交換は 1 計算ステップ間に一回で済むため比較的並列効率は高くなる。

本解析法の単一メモリ配置の計算では、流速の推定値、流体充填率 F 、乱流量 k および ε は陽解法で求めるが、圧力誤差方程式の計算、計算セルの分類を陰解法により求める。陰解法の計算を分散メモリ配置で行う場合、1 計算ステップの中で他の PU とデータを交換しながら数回から

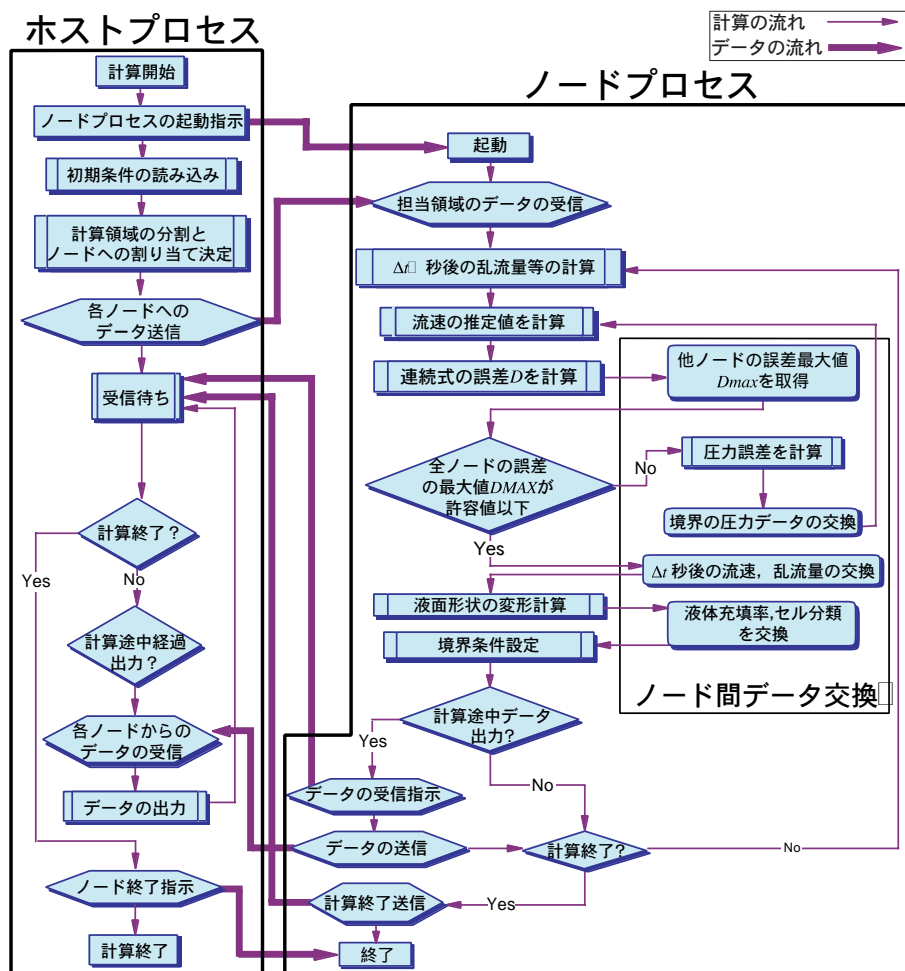


図 2.21: 分散メモリ配置の解析の流れ

数十回に亘り繰り返し計算をする必要がある。そこで、解析対象を水面の波立ちがほとんどない貯水池内の流動に限定することで計算セルの分類を繰り返しなしに求められるようにし、陰解法の部分を圧力誤差方程式の計算のみとした。

並列計算の形式は、ホスト・ノードモデルと呼ばれる形式を採っている。これは、並列に使用するPUのうちの一台中でホストプロセスを実行し、残りのPUでノードプロセスを実行する。ホストプロセスははじめに起動し、ノードプロセスの起動・終了や領域の分割やデータの入出力を担当し、ノードプロセスが実際の計算をノード間でデータ交換を行いながら進める。以上を考慮した分散メモリ配置の解析の流れを図 2.21 に示す。なお、PU間のデータ交換には MPI (Message Passing Interface)[9] を用いている。

第3章 数値解析法の検証

本研究の数値解析法の妥当性を検証するため，自由水面を持つ二次元，三次元の流れを解析する．本章以降では，解析方法について前章と異なる部分のみ説明する．

3.1 二次元流れの解析

自由水面をもつ二次元流れとして，ダムブレイク流れおよびガス巻き込み試験で用いた矩形容器内の流動，二次元津波遡上現象および毛管現象を解析する．

3.1.1 ダムブレイク流れの解析

ダムブレイク流れは，水面解析法の検証によく用いられるものであり，長方形の水槽に鉛直壁を立てて仕切り，片側に水を貯め，瞬時に鉛直壁を取り除いたあとの流れである．ここでは，ダムブレイク流れを解析して，崩壊の先端到達距離と時間の関係を実験結果と比較する．

(1) 解析方法

(2.1) 式および (2.2) 式を基礎方程式とした鉛直二次元解析を行った．座標系および初期形状を図 3.1 に示す．幅 $4a$ の水槽内の $X = a$ の位置に鉛直壁を立て， $2a$ の高さまで水を貯めた状態で

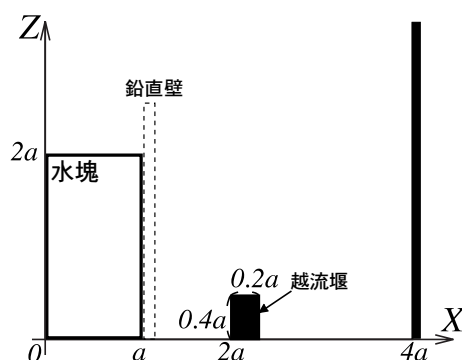


図 3.1: 二次元ダムブレイクの座標系と初期形状

瞬時に鉛直壁を取り除く．幅 $0.2a$ ，高さ $0.4a$ の越流堰（図 3.1 参照）を $X = 2a$ の位置に置いた場合と置かない場合を解析した．メッシュ分割は等方で，間隔は $a/20$ とした．また，物体境界で

の流速条件はフリースリップとした。

(2) 解析結果と考察

越流堰を置かない場合の崩壊の先端到達距離と時間の関係を，Martinら [14]，越塚ら [15] の実験結果と比較して図 3.2 に示す．ここで，崩壊先端を $Z = 0$ の水面位置とする．

図 3.2 には計算結果のプロットと Nicholら [16] が行っているように計算結果を右に 0.28 ずらしたものをプロットした．これは，実験で流体を瞬時に解放することが不可能なため，崩壊が始まるまでの僅かな時間を考慮したものである．この結果から崩壊先端の動きの解析結果が実験結果とほぼ一致したことが分かる．

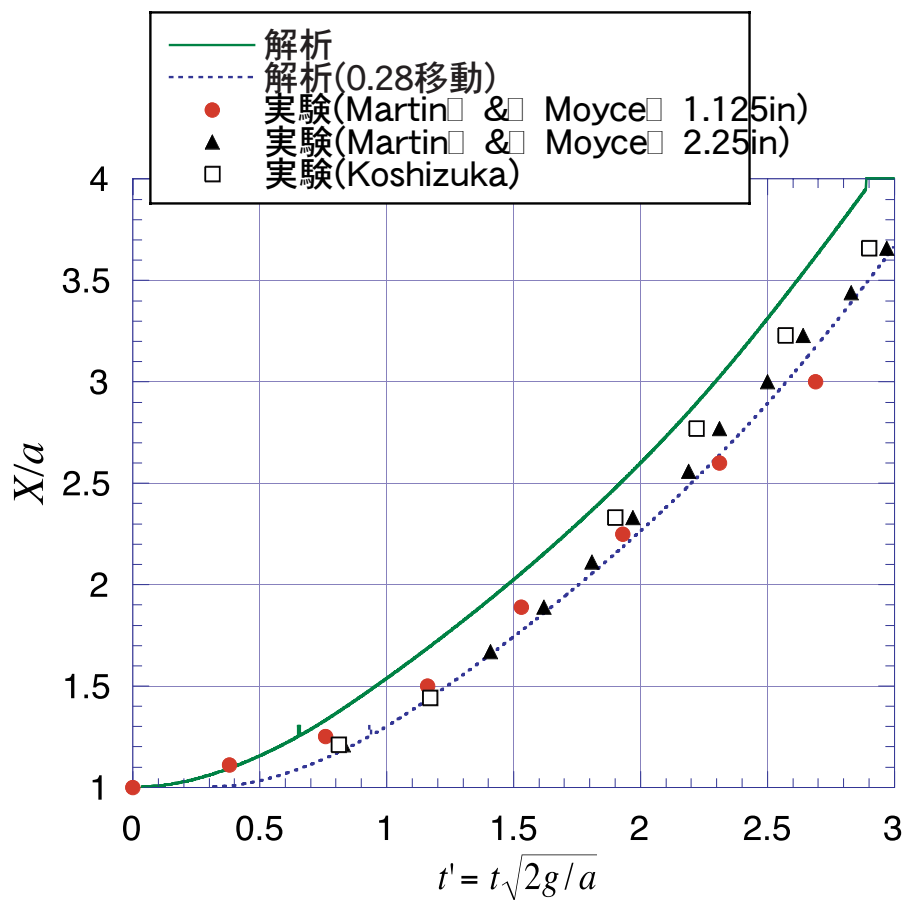


図 3.2: 先端到達距離と時間の関係

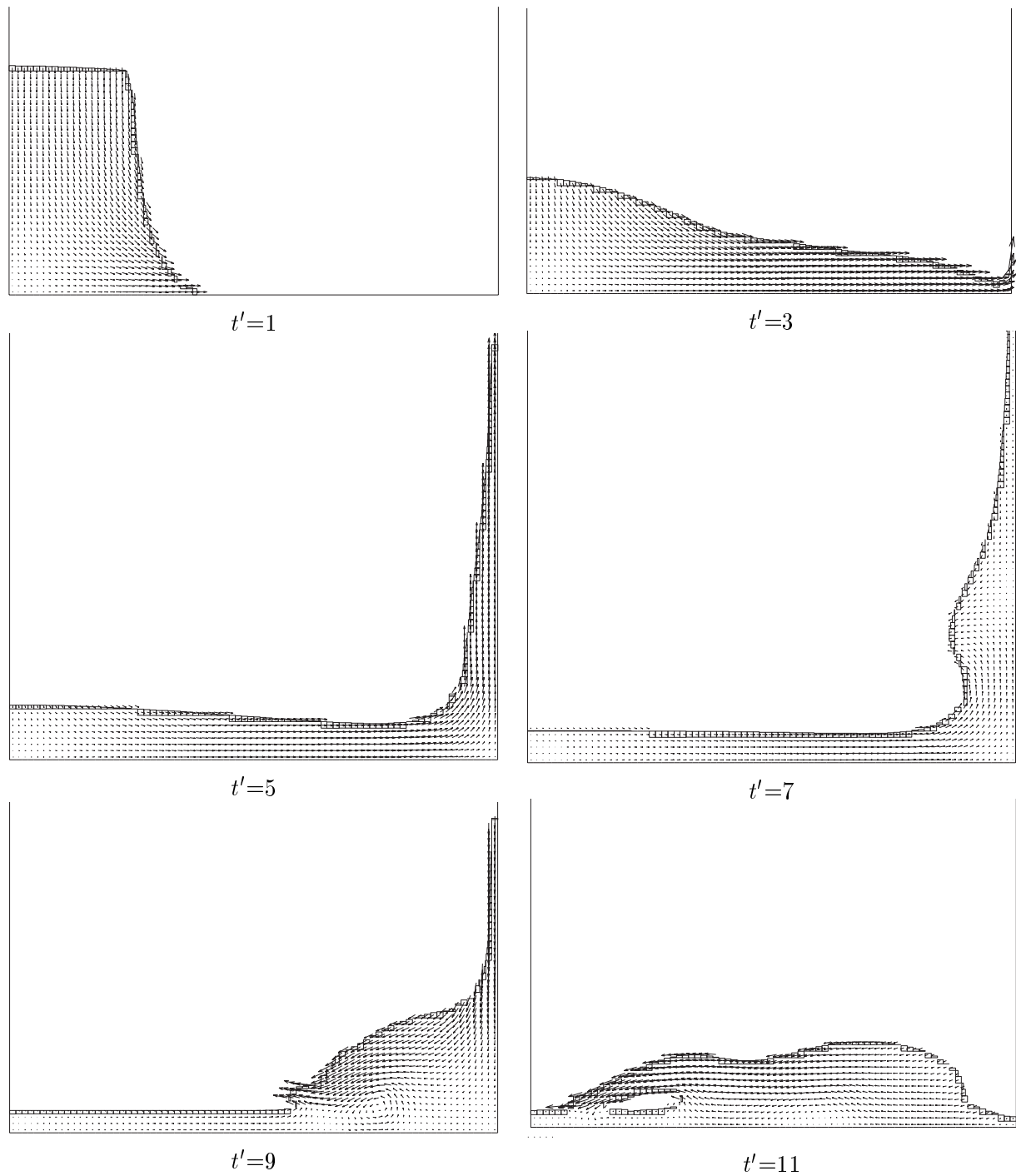


図 3.3: ダムブレイク流れの解析 (越流堰なし)

崩壊時の水面変形の様子を時間ごとに示したのが，図 3.3，図 3.4 である．両図には流速ベクトルと水面セルの形状を示している．なお，図 3.4 のアニメーションが付録の CD-ROM に収められている．

図 3.3 から崩壊した水が $X = 4a$ の壁に勢いよく衝突したあと大きく跳ね上がる様子や，跳ね上がった水が落下したあと反対方向に流れていく様子が適切に表現されていることが分かる．

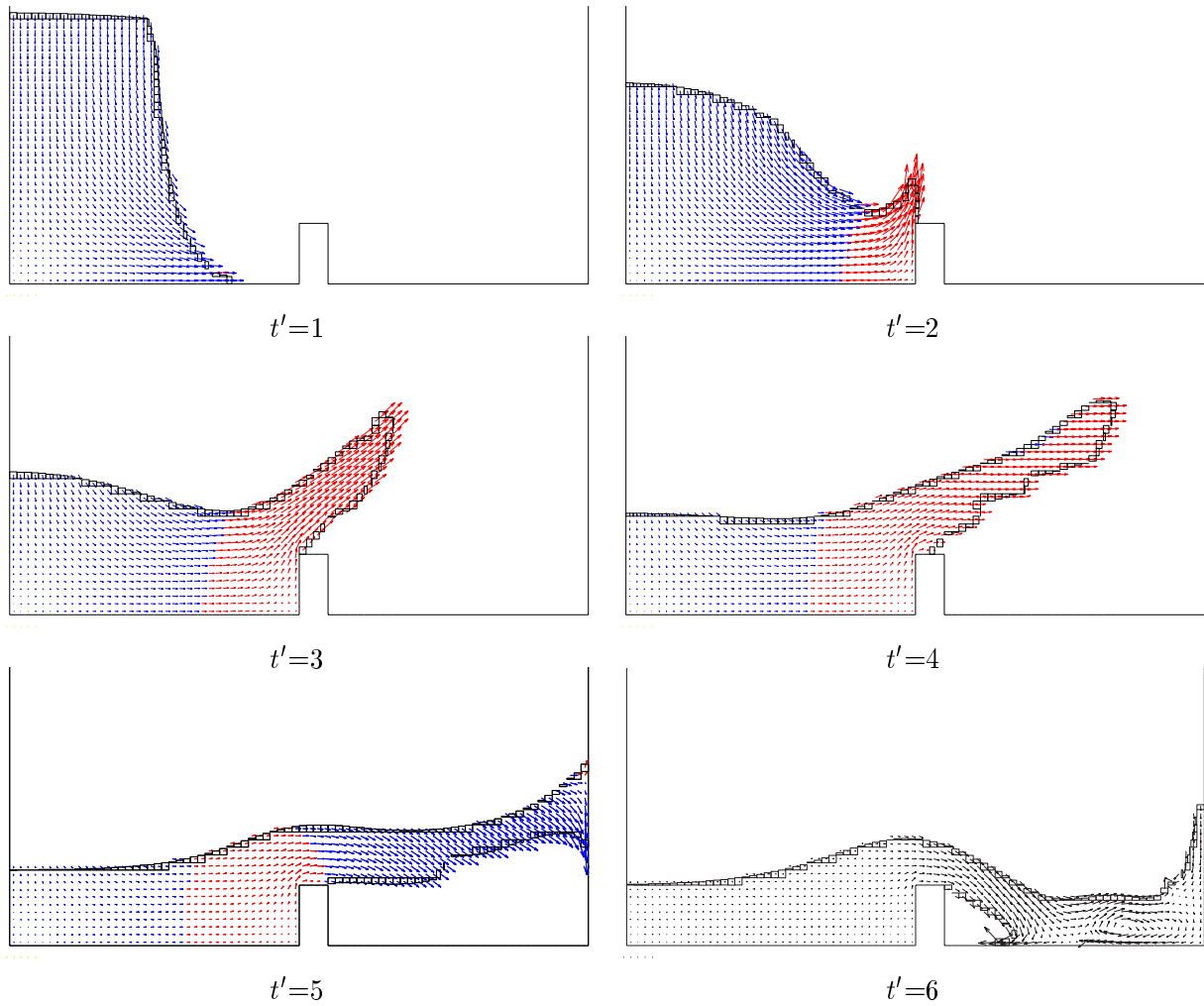


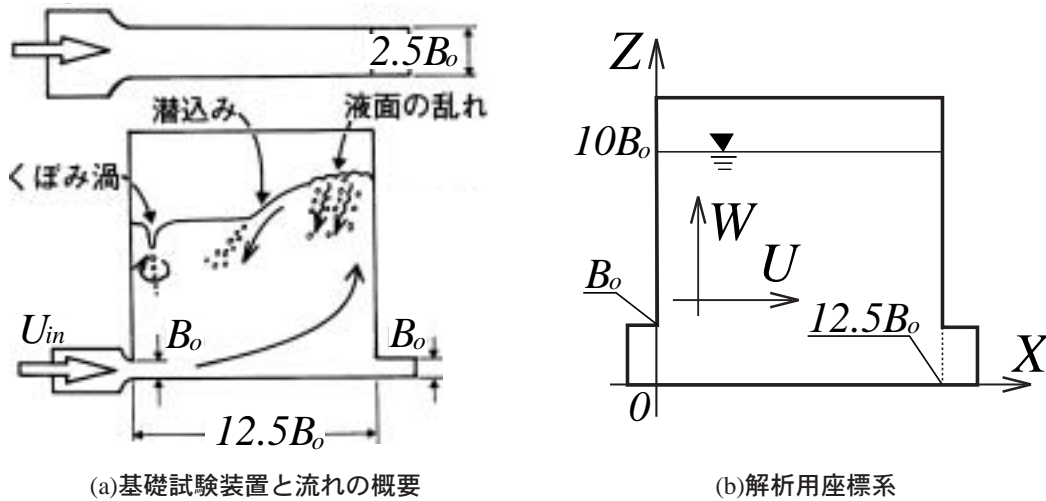
図 3.4: ダムブレイク流れの解析 (越流堰あり)

また、図 3.4 から越流堰を置いた解析では、水塊が越流堰を飛び越えていく様子や、飛び越えた流れが $X = 4a$ の壁に衝突したあとは上方に飛び上がらずに落下している様子が適切に表現されている。

以上、二次元ダムブレイクを解析した結果、崩壊先端挙動が実験結果と一致するとともに、崩壊時の複雑な水面変形を適切に表現できた。

3.1.2 ガス巻き込み矩形容器内の流動解析

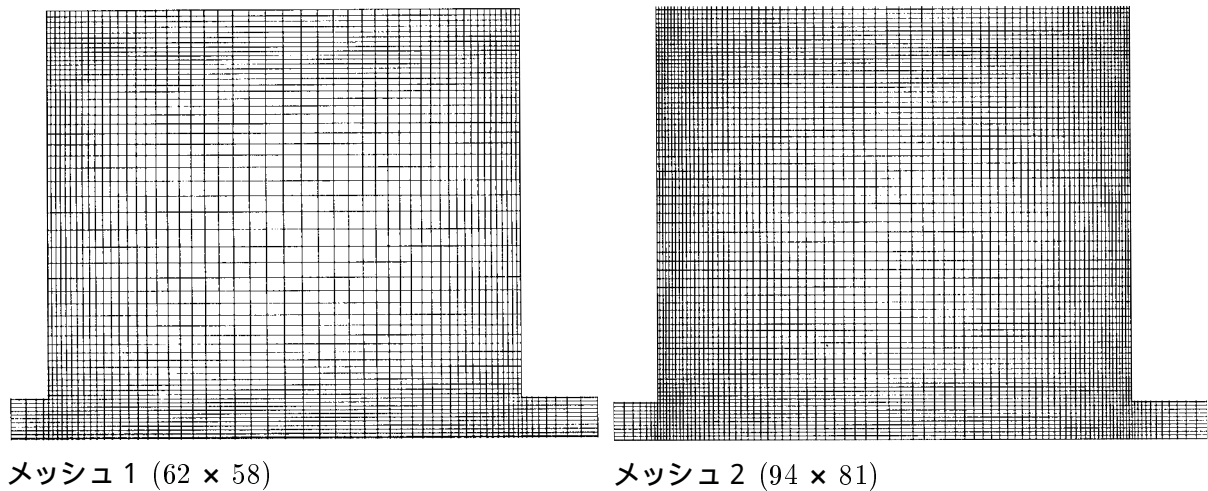
ガス巻き込み矩形容器は、FBR 実証炉の概念設計に関して、ナトリウムの液面からガス(アルゴン)が引き込まれる炉内流動条件を検討するための水流動実験 [17] に用いたものである。ここでは、ガス巻き込み矩形容器内の流動を解析し、上記の水流動実験結果と比較する。



(a)基礎試験装置と流れの概要

(b)解析用座標系

図 3.5: ガス巻き込み基礎試験装置



メッシュ 1 (62 × 58)

メッシュ 2 (94 × 81)

図 3.6: 矩形容器のメッシュ分割

(1) 解析方法

矩形容器の形状を図 3.5(a) に，解析に用いた座標系を図 3.5(b) に示す．入り口高さ B_o は 8cm とした．また，流入流速 U_{in} は $X = 0$ の断面平均で 0.833m/s とした．図 3.5 から分かるように，左下方から流入し右下方へ流出する流れが矩形容器内に循環流を引き起こし，その影響で水面擾乱が発生する．

解析は (2.3) 式および (2.4) 式を基礎方程式とする鉛直 2 次元乱流解析とし，流入境界は流量設定流入条件，流出境界は流量設定流出条件とした．物体境界に平行な流速成分はノンスリップとした．また，メッシュ分割は，図 3.6 に示すメッシュ 1 (62 × 58) と，メッシュ 2 (94 × 81) との二種類とした．

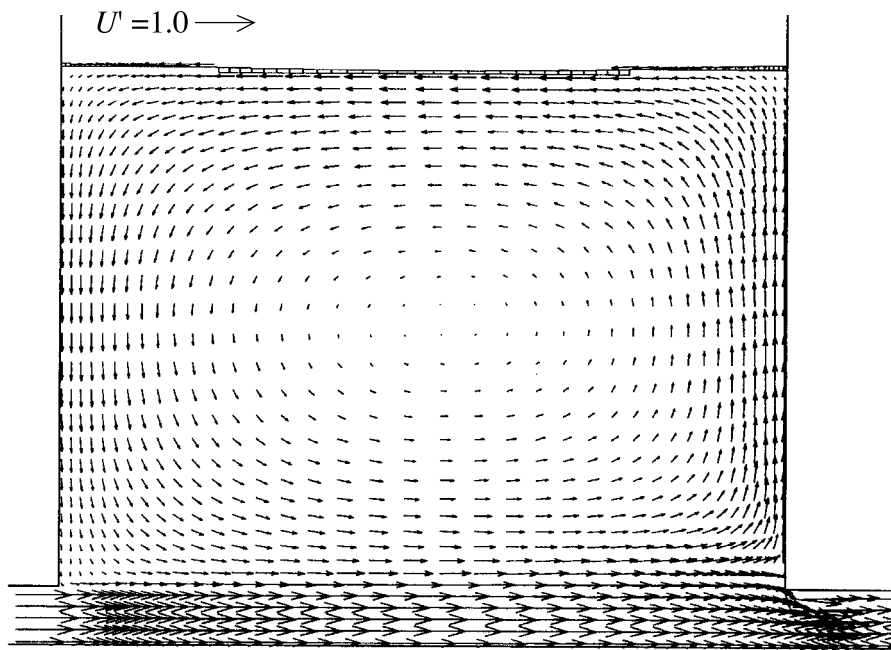


図 3.7: 流速ベクトル (U_{in})=0.833m/s

(2) 解析結果と考察

図 3.7 にメッシュ 1 での流速ベクトル図を示す．同図から流入した噴流が容器の中を拡散しながら出口部に衝突することや出口の角部で下降流速が発生していることが分かる．

内部流速分布の比較結果を図 3.8 ~ 図 3.10 に示す．流速値は U_{in} で無次元化している．図 3.8 は X 軸方向の中央断面 ($X' = X/B_o=6.25$) で水平方向流速分布，図 3.9 は鉛直方向中央断面 ($Z' = Z/B_o=5$) での鉛直方向分布および図 3.10 は液面近傍流速分布である．

図 3.8 から底面近傍の流速分布に関し，解析結果は $Z'=0.5$ 程度で最大流速になっているが，実験では底面に近い測定点の値が最大になっている．これは物体境界での条件をノンスリップとしたことが影響していると思われる．また，循環流部の流速値は実験結果とほぼ一致し，メッシュ 2 の結果はメッシュ 1 よりもさらに実験結果に近づく結果となった．図 3.9 から上昇 (Z 方向正) 流速の最大値が 0.5 程度であるのに対し，下降 (Z 方向負) 流速は -0.3 程度であることなどがよく一致した．図 3.10 では，表面近傍流速が容器中央で流速が速く，容器前後の壁面に近づくに従って小さくなるのが解析結果でも再現され，メッシュ 2 の結果はメッシュ 1 よりも実験結果に近づき，メッシュ 2 では表面流速のピークが実験結果とほぼ一致した．

水面形状を幅方向に 5 断面計測した計測結果を解析結果と比較したものを図 3.11 に示す．同図には計測結果の単純平均結果もあわせて示している．縦軸は初期水位からの変位を入口高さ B_o で無次元化している．

同図から水面形状は概ね実験結果を再現し，メッシュ 2 では矩形容器中央での水面の最低位置が実験結果とほぼ一致した．ただし，平均水位との比較では， $X' = 12$. 付近の盛り上がり部分にお

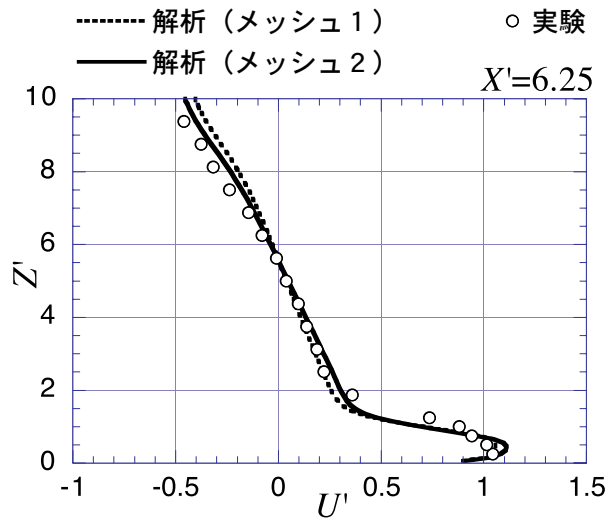


図 3.8: X 方向流速の実験との比較 1

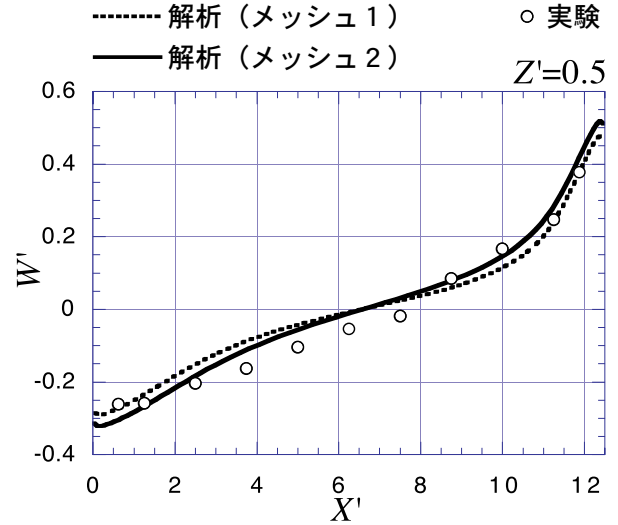


図 3.9: Z 方向流速の実験との比較 2

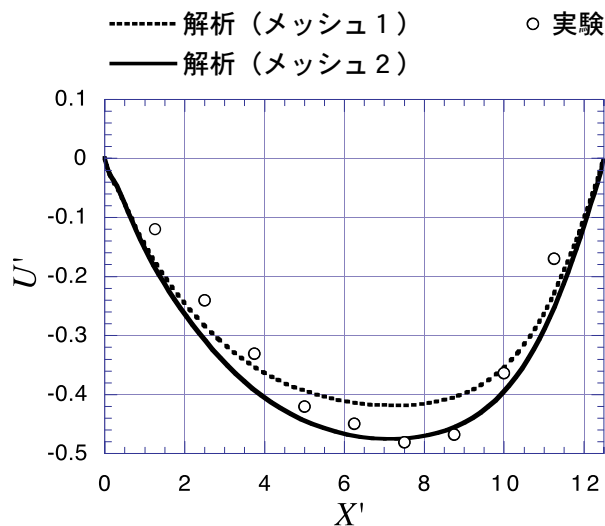


図 3.10: 表面近傍流速の実験との比較 3

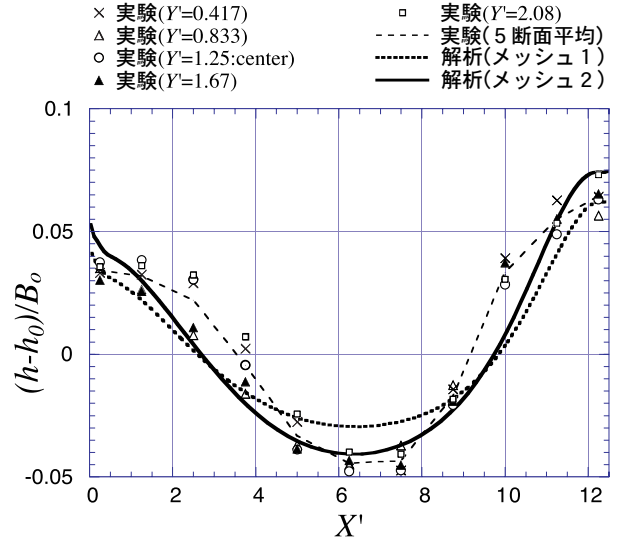


図 3.11: 水位の実験との比較

いて、水位の計算結果(メッシュ2)が実験結果よりが高くなっている。実験では $X' = 12$ 近傍でかつ $Z' = 0.5$ 以上の領域において、二次流が発生していることが確かめられているため、流れの三次元性により実験結果では流れが拡散し、水面の盛り上がり弱くなっていると考えられる。

以上、矩形容器内の流動を解析した結果、水面形状および内部流動が実験結果を概ね一致した。

3.1.3 二次元津波遡上現象解析

鉛直二次元の津波遡上現象を解析し、非線形長波理論に基づく従来の津波解析法と比較する。

海岸地形は緩勾配の複雑な組み合わせであることが多い。直交座標ではそのような海岸地形を表現することはできないため、2.3 で述べた複雑地形の取り扱いを用いて解析を行う。

ここではまず、本解析法の複雑地形の取り扱いを用いた斜面状の海底地形と、階段状の海底地形の解析結果を比較する。次に、従来の方法として非線形長波理論に基づく解析方法を取り上げ、その概要について説明したあと、本解析法を用いた鉛直二次元解析と比較する。

(1) 複雑地形の取り扱い法の効果

本解析法の複雑地形の取り扱いを用いて海底地形を斜面状にした場合と階段状の場合の解析結果の違いを確認するため、5.2節で実験結果との比較に用いる条件（海底勾配 1/200，造波板の振幅 $e = 0.35\text{m}$ ，周期 $T_m = 40$ 秒，地形形状は図 5.1）で比較解析を行った。

波を発生させてから 83 秒後における津波先端付近の遡上の様子について、海底地形が階段状の場合を図 3.12 に、また、斜面状の場合を図 3.13 に示す。

両図の津波先端部での底面を這うベクトルの向き、空間波形などから、斜面状の場合が遡上の様子をより適切に表現できていることが分かる。また、図 3.14 に海岸線に近い測点 S での水位変化の比較を示す。同図より津波の測点 S への到達時間は両者一致するものの、到達後の挙動は大きく異なることが分かる。

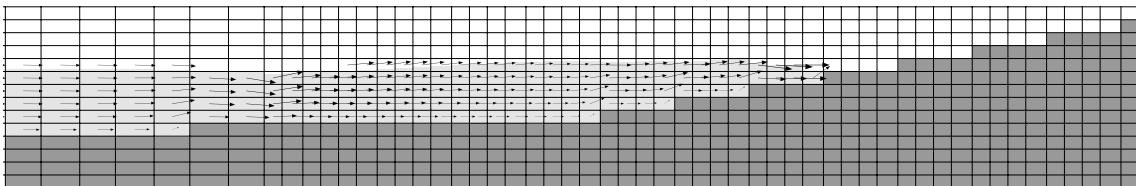


図 3.12: 階段状の場合の遡上の様子

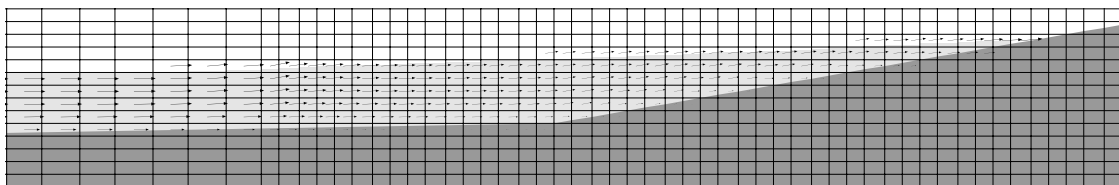


図 3.13: 斜面状の場合の遡上の様子

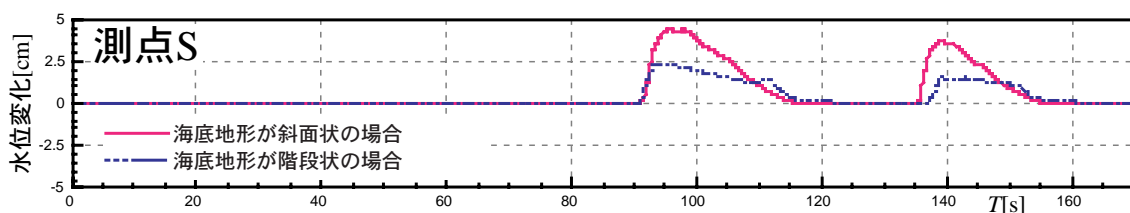


図 3.14: 測点 S での水位変化の比較

(2) 非線形長波理論解析の概要

非線形長波理論に基づく解析では，水深 $D = \eta + h$ と流量フラックス $M = \bar{u}D, N = \bar{v}D$ を用いて，連続式を

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} M + \frac{\partial}{\partial y} N = 0 \quad (3.1)$$

水平方向運動方程式を，

$$\frac{\partial}{\partial t} M + \frac{\partial}{\partial x} \frac{M^2}{D} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{MN}{D} + D \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial x} \frac{MN}{D} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{N^2}{D} + D \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (3.3)$$

鉛直方向運動方程式は，

$$p = \rho g(\eta - z) \quad (3.4)$$

として解析する．式 (3.1), (3.2) 及び (3.3) を数値解析で解く場合，スタガードリープフロッグ差分法が用いられることが多い．この差分法は，流量フラックス M, N と η の空間的配置をスタガードにするとともに，両者の時間的定義位置をずらすことにより，安定かつ効率的に解く方法である．一次元の場合，計算セル (i) を $x = x_{i-1/2}$ と $x = x_{i+1/2}$ に挟まれる領域とするとき，具体的な計算の流れは以下ようになる（図 3.15 参照）

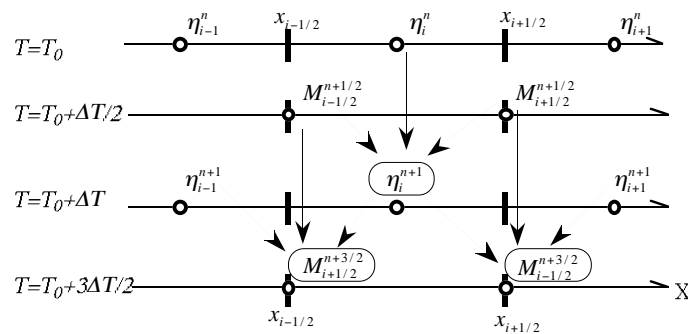


図 3.15: リープフロッグ差分における諸量の定義点と計算の流れ

1. 計算セル (i) の中央で定義された，時刻 T_0 の水位 η_i^n とセル境界で定義される時刻 $T_0 + \Delta T/2$ の流量フラックス ($M_{i+1/2}^{n+1/2}, M_{i-1/2}^{n+1/2}$ 等) を用いて連続式より，時刻 $T_0 + \Delta T$ の水位 η_i^{n+1} を求める．
2. 次に，運動方程式を用いて，時刻 $T_0 + \Delta T$ の水位 η_i^{n+1} および時刻 $T_0 + \Delta T/2$ の流量フラックスから，時刻 $T_0 + 3\Delta T/2$ の流量フラックス ($M_{i+1/2}^{n+3/2}$ 等) を求める．
3. 以上の作業を決められた時間まで繰り返す．

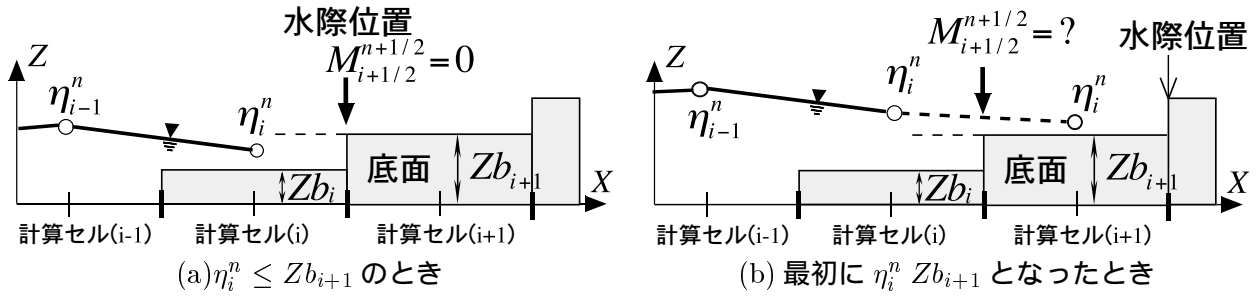


図 3.16: 波先端処理の説明図

海岸地形は、計算セルごとに地盤高 Zb を定義する階段状の地形で模擬し、水深 $D(= \eta - Zb)$ が 0 である計算セルと 0 より大きいセルの境界を水際線と考慮して計算を行う。

水際線に接する水深を持つ計算セル (i) の水位 η_i^n が、隣接する水深 0 の計算セル (i+1) の地盤高 Zb_{i+1} より低い間は、その境界 (水際線) の流量フラックスを 0 とおき (図 3.16(a) 参照)、計算セル (i) の水位 η_i^n が、計算セル (i+1) の地盤高 Zb_{i+1} より高くなった場合、流体を計算セル (i+1) に移流させ、水際線が陸側に 1 計算セル分移動する。このときの移流量は何らかの近似を行って算定する (図 3.16(b) 参照)

移流量の算定法には、相田の方法 [10]、岩崎・真野の方法 [11] などがある。相田は流れ込む流量フラックス $M_{i+1/2}^{n+1/2}$ を仮定し、岩崎らは計算セル (i+1) の水位 η_{i+1}^n がそのセルの地盤高 Zb_{i+1} に等しいと仮定して計算している。ここでは、岩崎らの方法を用いて長波理論に基づく津波遡上解析を行い、本解析法と比較した。

(3) 解析方法

以上説明した非線形長波理論に基づく解析法と本解析法を用いて津波遡上現象の解析を行い、その結果を比較した。海岸地形は図 3.17 に示すような一様勾配 (1/40) とし、図 3.18 に示す津波波形を $X=0\text{m}$ (水深 10m) で与えた。

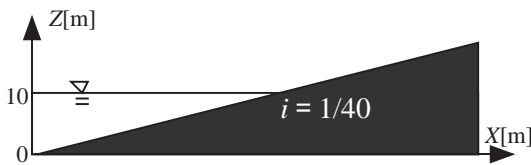


図 3.17: 比較計算に用いた一様勾配斜面

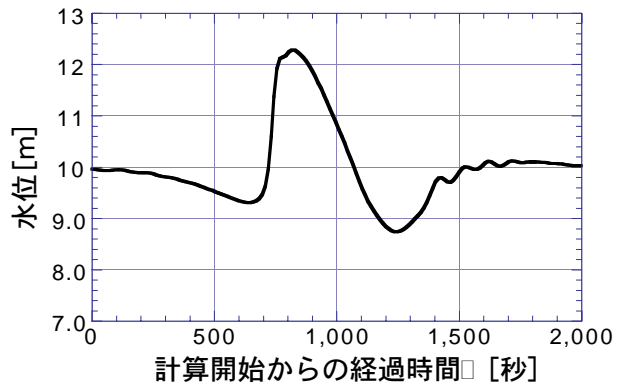


図 3.18: 津波入力波形

本解析法に基づく解析は (2.26) 式、(2.32) 式を基礎式とする鉛直二次元解析とし、境界条件は

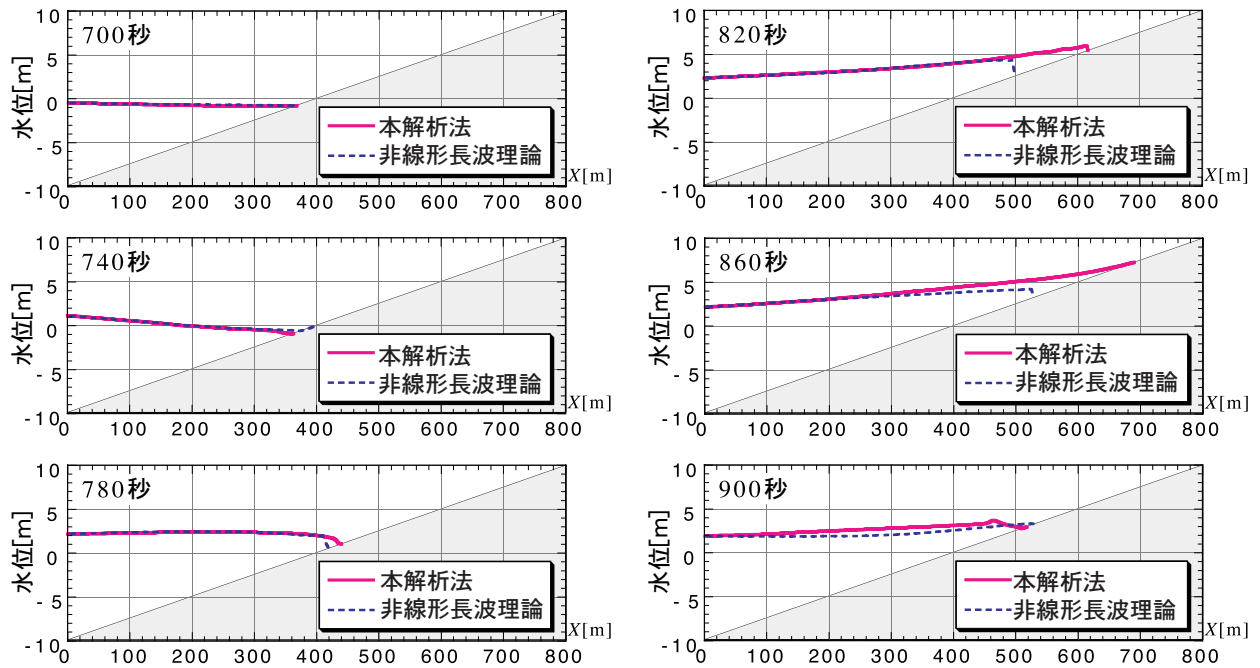


図 3.19: 水面形状の時間変化

$X=0\text{m}$ の流体境界を水位設定境界条件，底面の物体境界はフリースリップとした．計算メッシュ分割は， X 軸， Z 軸ともに，一辺 1m の等方メッシュを用いた．非線形長波理論に基づく解析では X 軸方向に 5m 間隔の格子を用いた．

(4) 解析結果の考察

水面形状の時間変化の比較を図 3.19 に示す．同図より，①水深が十分ある領域では両者の違いがあらわれないこと②820 秒，860 秒の比較では，本解析法では滑らかに遡上しているが，非線形長波理論に基づく解析では津波の先端が抑えられた形となること③この比較では本解析法の方が遡上高が高くなることから分かる．以上，鉛直二次元の津波遡上現象を解析し，非線形長波理論に基づく従来の津波解析法との比較した結果，津波の先端部分において本解析法の方がより実現象に近い遡上を表現することが分かった．

3.1.4 毛管現象解析

表面張力計算法の検証するため、毛管現象を解析し、理論解と比較する。

(1) 毛管現象の理論解

水面に挿入した細管内を流体が上昇する毛管現象は表面張力の効果が大きく現れる現象である。毛管内の水面形は理論的に求めることができる [13]。すなわち、毛管内の水位を z とすると、

$$z = a\sqrt{A - \cos \xi} \quad (3.5)$$

となる。ここに、 a ：毛管定数 ($= \sqrt{2\sigma/\rho g}$)、 A は次式を解いて得られる式である。

$$d = \int_0^{\pi-\theta} \frac{\cos \xi}{\sqrt{A - \cos \xi}} \xi \quad (3.6)$$

ここに、 d ；毛管直径、 θ ；水面と壁面との接触角である（図 2.14 参照）。

また、毛管中心と壁面での水面差 δH は、

$$\delta H = a \left(\sqrt{A - \sin \theta} - \sqrt{A - 1} \right) \quad (3.7)$$

と表せる。

(2) 解析方法

毛管現象の検証解析を行った座標系を図 3.20 に示す。座標系は直交鉛直 2 次元とし、メッシュは毛管内を 20 分割する幅で等方分割した。

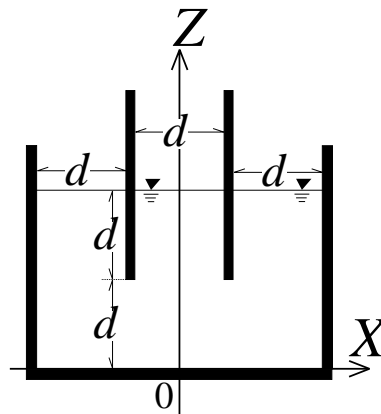


図 3.20: 毛管の座標系

移流項は保存形式で離散化し、物体境界での流速条件をノンスリップとした。

また、水面と壁面との接触角を毛管内壁で 30° 、その他で 90° とし、毛管直径 d は 6mm、表面張力係数を $72.5[\text{mN/m}]$ とした。また、表面張力計算のための水面補間方法は、二次関数および

スプライン関数の二種類とした．計算は毛管内外の水位が等しい状態から水面の上昇が止まるまでとした．

(3) 解析結果と考察

図 3.21 に二次関数補間を用いた場合の初期状態および定常状態での水面形解析結果を示す．また，図 3.22 は毛管内の水面形を理論解と解析解で比較をしたものである．両者はほぼ一致し，二次関数近似および 3 次スプライン近似の比較でも大きな違いは見られなかった．

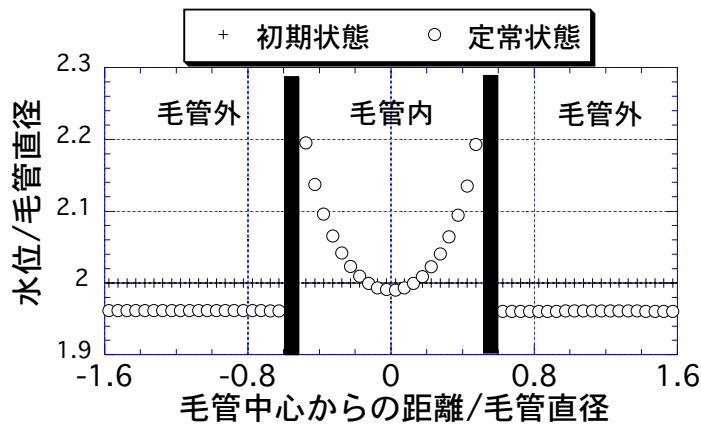


図 3.21: 毛管現象の水面形解析結果

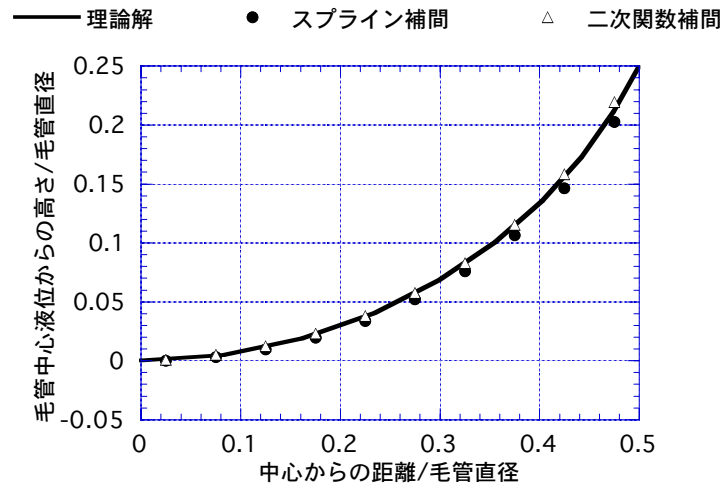


図 3.22: 毛管現象の水面形 (理論との比較)

以上，毛管現象を解析した結果，解析結果は理論解とよく一致した．

3.2 三次流れの解析

自由水面をもつ三次流れとして，三次元ダムブレイク流れおよび貯水池内三次元流動を解析する．

3.2.1 三次元ダムブレイク流れの解析

二次元ダムブレイク流れを拡張した三次元ダムブレイク流れは水面が三次元的な大変形を起こす．ここでは，三次元ダムブレイク流れを解析し，解析中の質量変化を検証した．

(1) 解析方法

(2.1) 式および (2.2) 式を基礎方程式とした三次元解析を行った．解析の座標系および初期形状を図 3.23 に示す．一辺 1m の立方体の箱の中に $X=0.8\text{m}$ および $Y=0.4\text{m}$ の位置にそれぞれ， X 軸および Y 軸に直交するように直立壁を立て，その内側に高さ 0.5m の水塊を固定した後，瞬時に $X=0.8\text{m}$ ， $Y=0.4\text{m}$ の壁を取り除いた．メッシュ分割は立方体一辺あたり 40 メッシュの等方メッシュとした．また，物体境界（立方体壁面）の流速条件はフリースリップとした．なお，付録の CD-ROM には，三次元ダムブレイクの崩壊の様子をアニメーションで収録している．

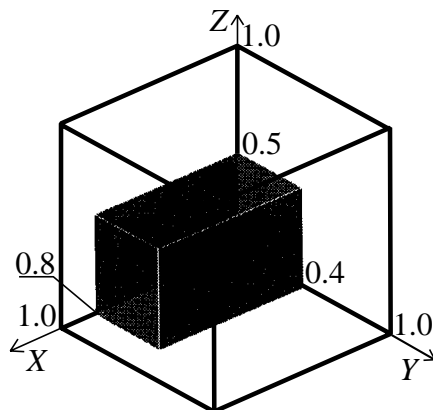


図 3.23: 三次元ダムブレイクの座標系（単位 m）

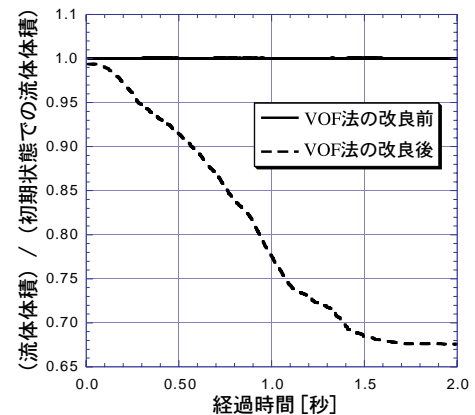


図 3.24: 流体体積の変化

(2) 解析結果と考察

まず，本解析法で行った VOF 法の改良（10 ページ参照）の効果を確認するため，計算開始から 2 秒経過までの流体体積の変化を計測した結果を図 3.24 に示す．同図より改良前では，解析開始直後ですでに流体体積が減少していること，2 秒間の解析で体積が三割程度減少しているのに対し，改良後では一定を保っていることがわかる．改良の有効性が確認された．

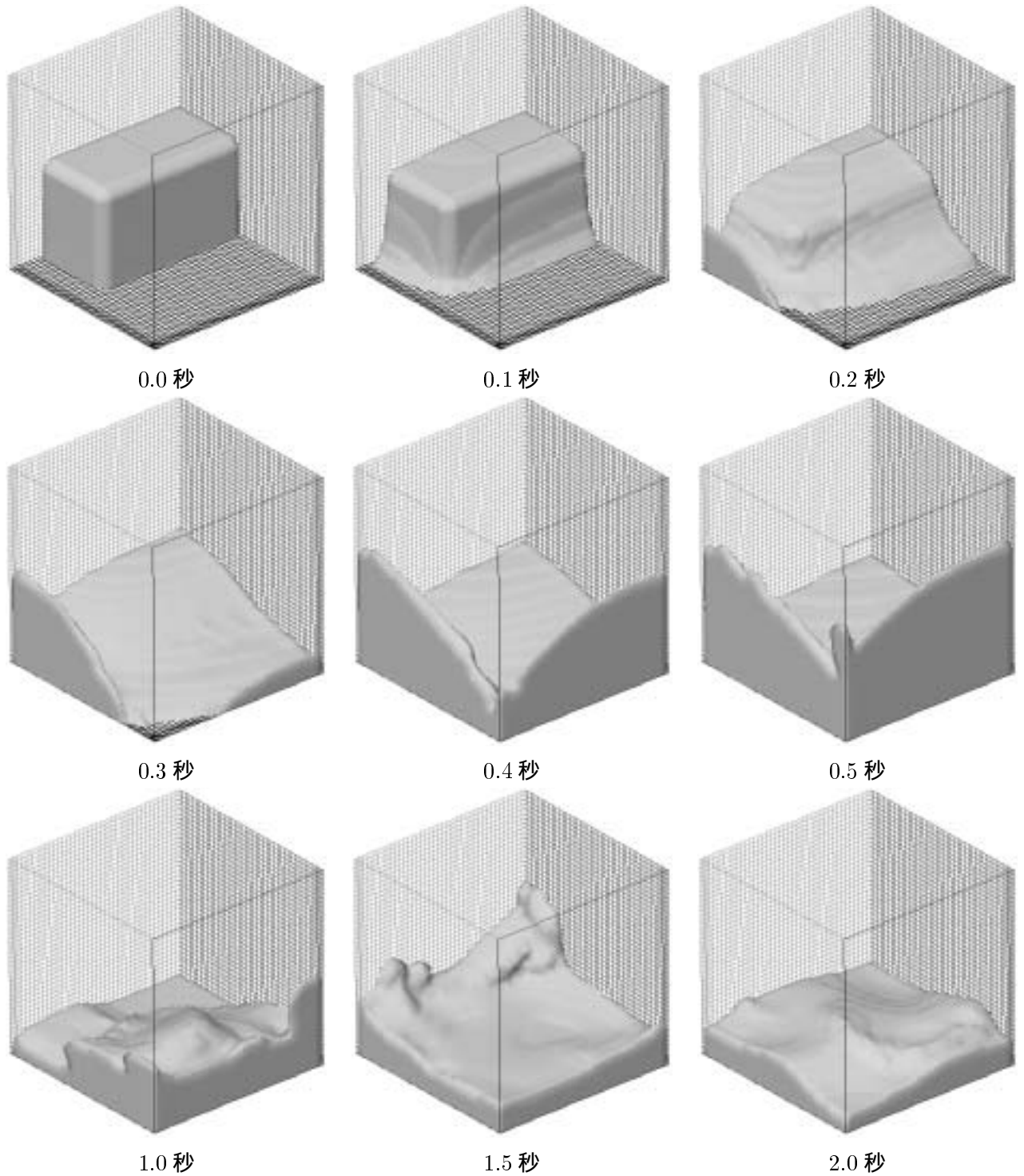


図 3.25: 水面形状の変化

水面形状の時間変化を図 3.25 に示す。同図から水塊が崩壊しながら先端が壁面に到達する様子や、壁面に沿って上昇しながら、次第に、初期条件で水塊が固定されていた位置の対角 $(X,Y)=(1.0,1.0)$ の位置) に集まる様子、時間の経過とともに、水面が平らになっていく様子などが適切に表現されていることが分かる。

以上，三次元ダムブレイク流れを解析したところ，解析中の質量保存を満たしながら，三次元の複雑な水面変形を適切に表現できた．

3.2.2 貯水池内三次元流動解析

ここでは，揚水発電所の運用を想定した貯水池内三次元流動を解析するとともに，計算時間の計測を行った．

(1) 解析方法

解析は (2.3) 式および (2.4) 式を基礎方程式とする三次元乱流解析とした．

a) 解析地形

解析地形の鳥瞰図を図 3.26 に示す．解析地形は，貯水池のうちの放水口を含む 670m (縦) × 450 m (横) × 53m (高さ) の領域であり，図 3.26 に示される解析地形上流端および下流端 (以下，上下流端と呼ぶ) の先にも貯水池は続いている．放水口は 2 門あり，両門の前面は平行で前後に約 12m ずらして配置されている．また，各門は仕切りにより 4 分割されており，1 分割の寸法は，高さ 8m，幅 4.5m である (図 3.27 参照)．

解析地形は，101 (縦) × 74 (横) × 31 (高さ) の非等方メッシュ分割で表され，放水口は 1 分

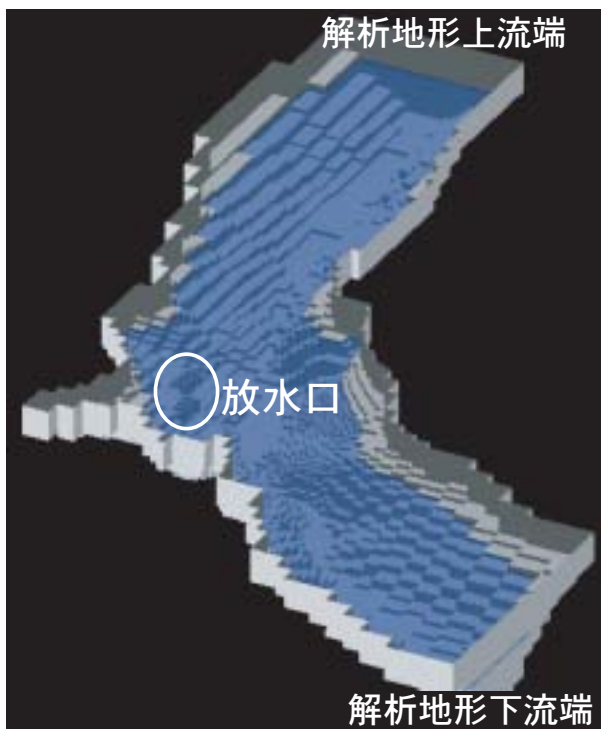


図 3.26: 解析地形の鳥瞰図

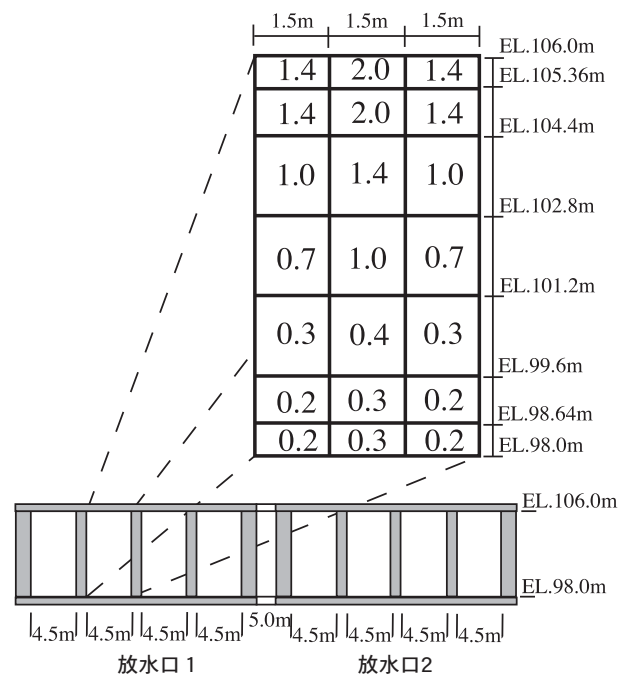


図 3.27: 放水口正面図と分布流速

表 3.1: 計算ケース一覧

ケース	計算パターン	水位条件	放水口条件	定常/非定常	移流項	EWS 数
1-1	水位上昇計算	L.W.L H.W.L.	一様放流 (0.82m/s)	非定常	三次精度	4
1-2	水位下降計算	H.W.L L.W.L.	一様取水 (0.66m/s)	"	"	"
1-3	水位上昇計算	L.W.L H.W.L.	分布放流 (図 3.27 参照)	"	"	"
2-1	上下端水位固定計算	H.W.L	一様取水 (0.66m/s)	定常	"	"
2-2	"	"	一様取水 (0.66m/s)	"	"	1
2-3	"	"	"	"	一次精度	"
3-1	水面固定計算	"	"	"	"	4
3-2	"	"	"	"	"	1
3-3	"	"	"	"	一次精度	"

割あたり鉛直方向に 7 メッシュ，水平方向に 3 メッシュに分割した．流体セル数は，高水位（以下，H.W.L=EL.127m）では 52,945，低水位（以下，L.W.L=EL.106m）では 18,667 である．

b) 計算ケース

計算ケースを詳細を表 3.1 に示す．計算パターンは以下のようにした．

- 水面上昇計算および水面下降計算：上下流端を物体境界とし，水面移動計算を行う．時間の経過とともに水位が上昇・下降することにより流況が変化していく非定常計算である．
- 上下端水位固定計算；上下流端を流体境界としてそこでの水位を一定に保ち，貯水池内は水面移動計算を行う．定常状態に達するまで計算する．ここで，すべての流速定義位置での 1 秒間の流速変化（絶対値）を計算し，その総和が 5mm/s 以下となった状態をもって，定常状態と見なす．
- 水面固定計算：上下流端を流体境界としてそこでの水位を一定に保ち，貯水池内も水面を固定する．定常に達するまで計算する．

c) 境界条件

境界条件は概ね前章で説明したものと同様である．ただし，水面境界の流速については②(18 ページ)を選択し，水面を固定する場合，水面に平行な流速成分をフリースリップとした．

また，流体境界については，放水口内部に関して，貯水池内に放流する場合は流量設定流入境界，貯水池から取水する場合は流量設定流出境界とした．また，上下流端は，水面固定計算では自由流出境界，上下端水位固定計算では水位設定境界とした．

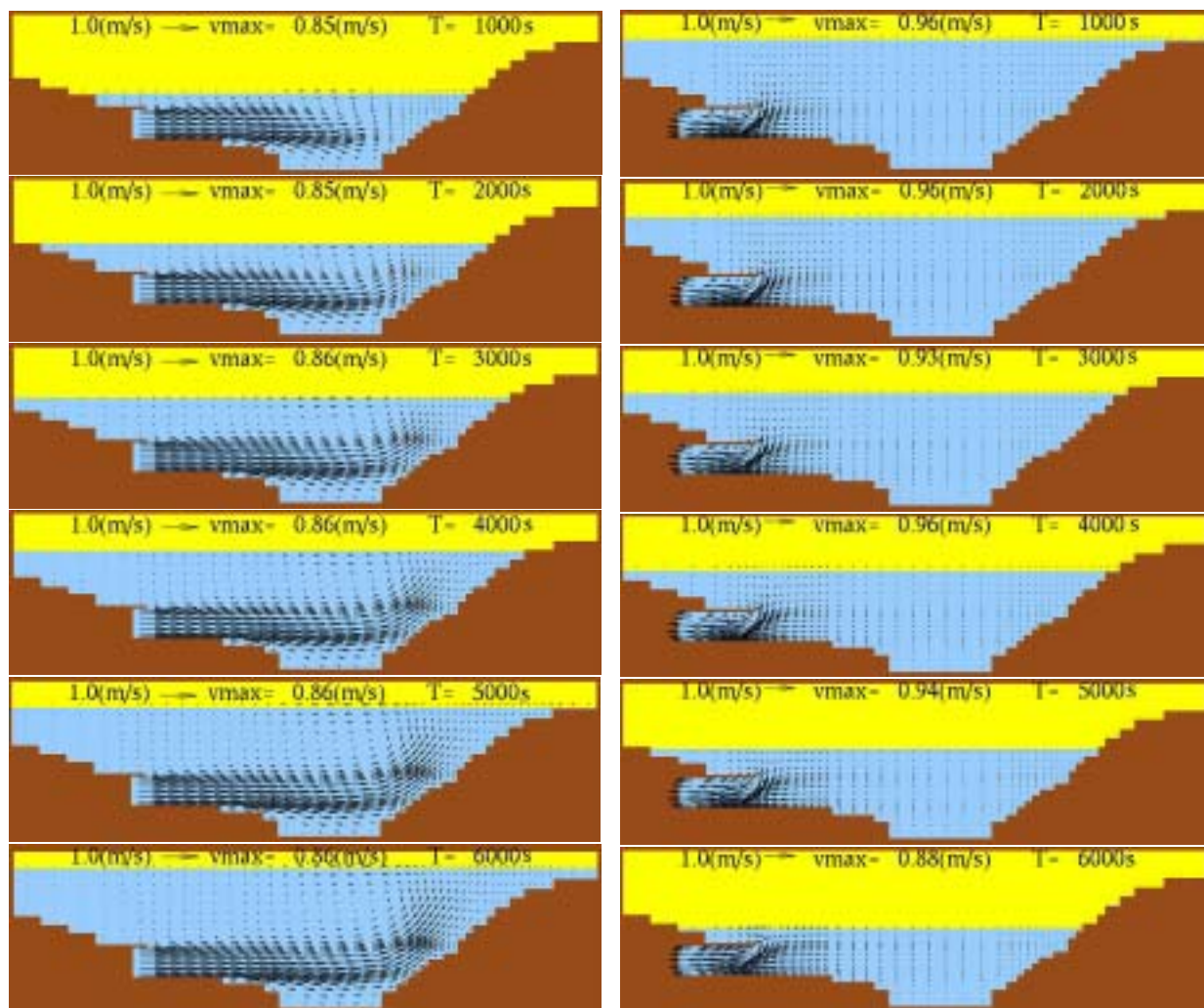


図 3.28: 水位上昇時の放水口を含む鉛直断面での流況 (ケース 1-1) 図 3.29: 水位低下時の放水口を含む鉛直断面での流況 (ケース 1-2)

(2) 解析結果の考察

a) 水面上昇・下降計算

図 3.28 は、水面上昇計算 (ケース 1-1) による放水口を含む鉛直断面での流速ベクトル図であり、図 3.29 は水面下降時 (ケース 1-2) のものである。水面上昇時は、放水口からの流れが対岸に衝突したあと、対岸に沿って上昇する。一方、水面下降時は、放水口前面に強い下降流が生じている。また、両図からこの解析地形では、放水口前面の流況は時間の経過によって大きく変化しない。

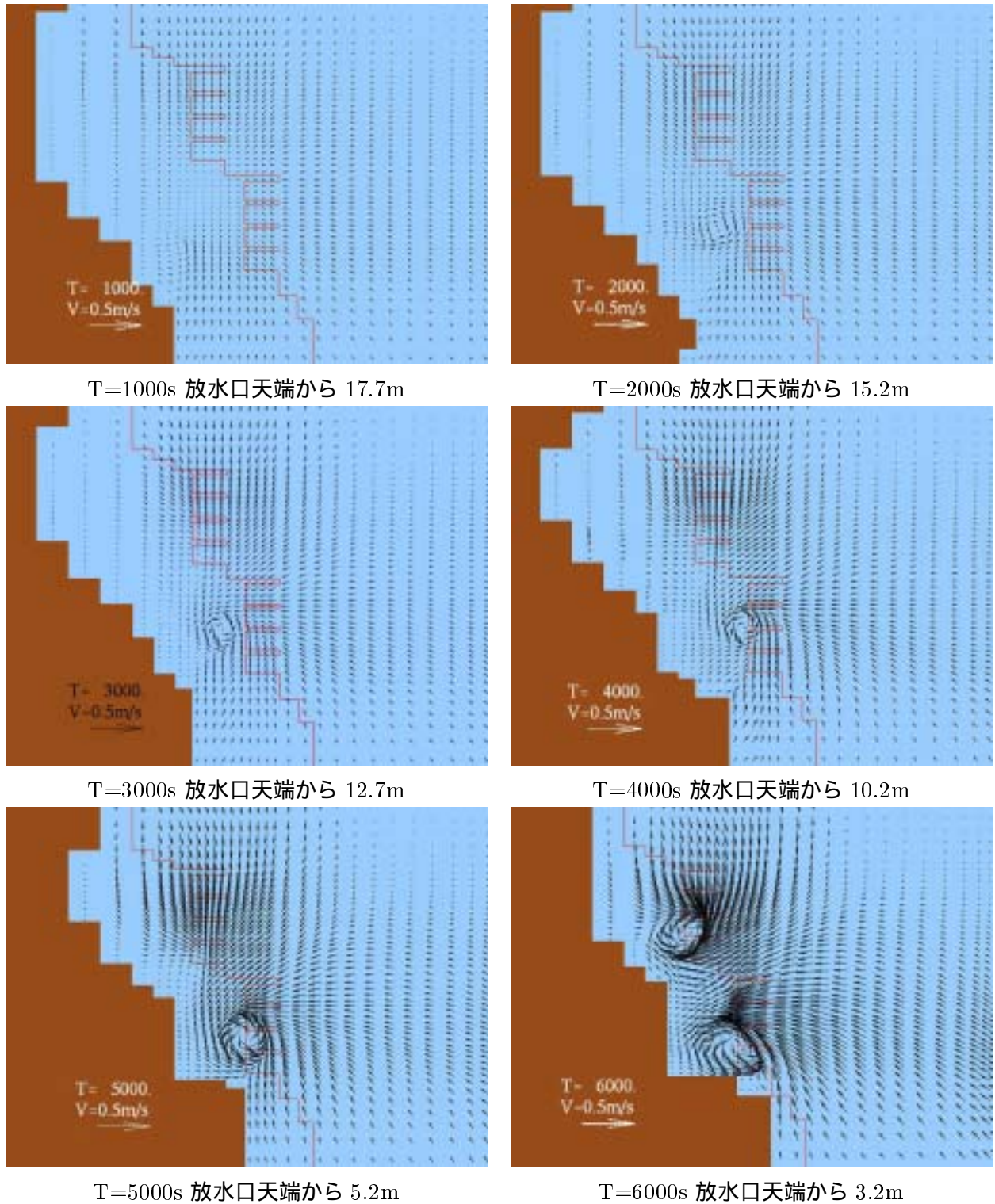


図 3.30: 水面下降時の水面近傍の渦の様子

図 3.30 は、水面下降時 (ケース 1-2) の水面近傍の流速ベクトル図である。図中に水面下の放水口レベルの地形を重ねて示した。同図から水面の下降とともに渦の発生位置，旋回の強さが変化する様子をよく表現できていることが分かる。

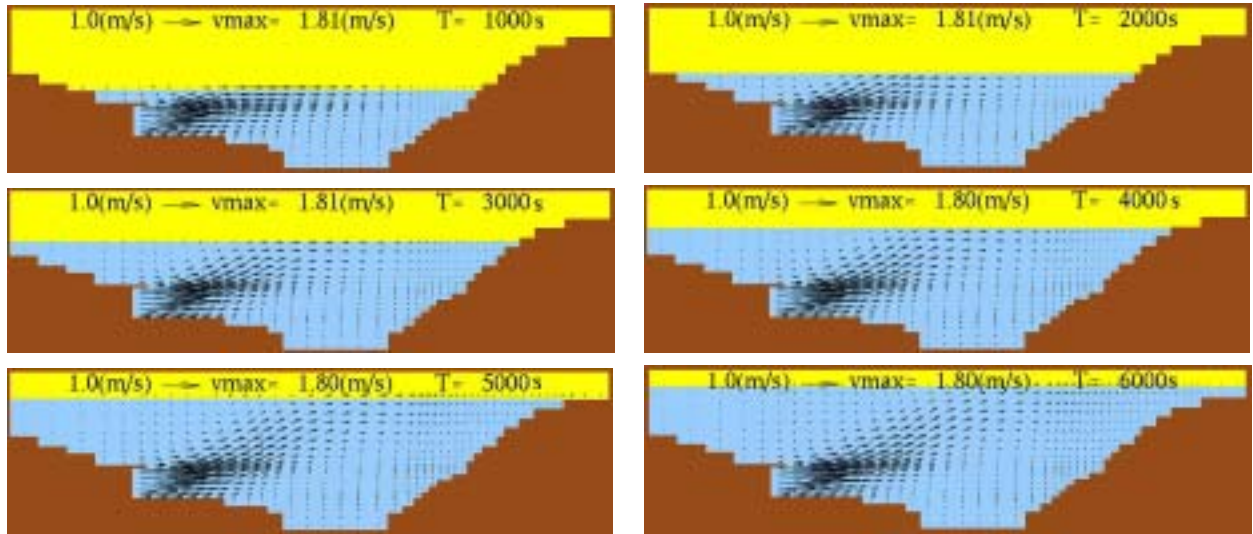


図 3.31: 水位上昇時の放水口を含む鉛直断面での流況 (分布流入: ケース 1-3)

流入流速に図 3.27 に示す流速分布をつけた水面上昇計算 (ケース 1-3) での放水口を含む鉛直断面での流速分布の時間変化を図 3.31 に示す. 均等放流したケース 1-1 (図 3.28) と流速ベクトルが大きく異なることが分かる.

b) 上下端水位固定計算

図 3.32 は上下端水位を H.W.L に固定した計算時 (ケース 2-1) の渦の様子である. また, 図 3.33 は, 水面下降計算 (ケース 1-2) で計算開始から 500 秒の水位がまだ H.W.L に近い時点での表面流速ベクトルであるが, この時点では旋回がまだ始まっていないことがわかる. このことから水面下降計算では渦が生じない場合でも上下端水位固定計算では生じることがわかる.

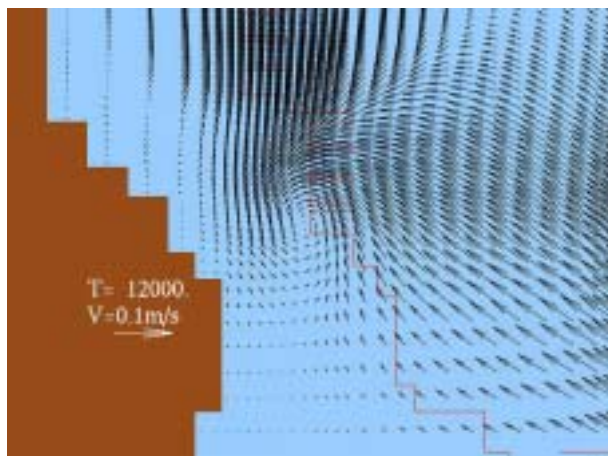


図 3.32: 上下端水位固定計算での渦 (ケース 2-1)

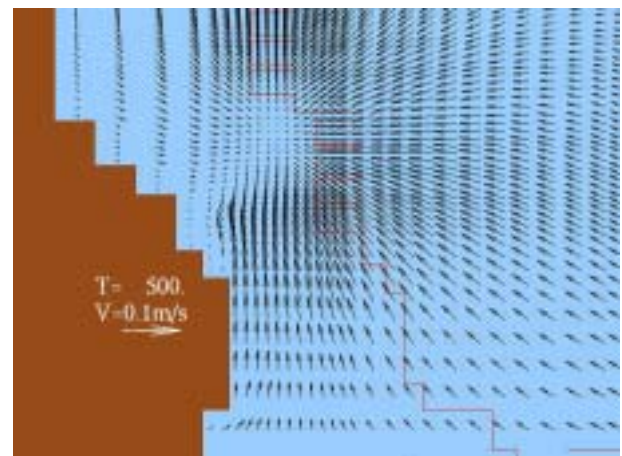


図 3.33: 水面下降計算での渦 (ケース 1-2: T=500s)

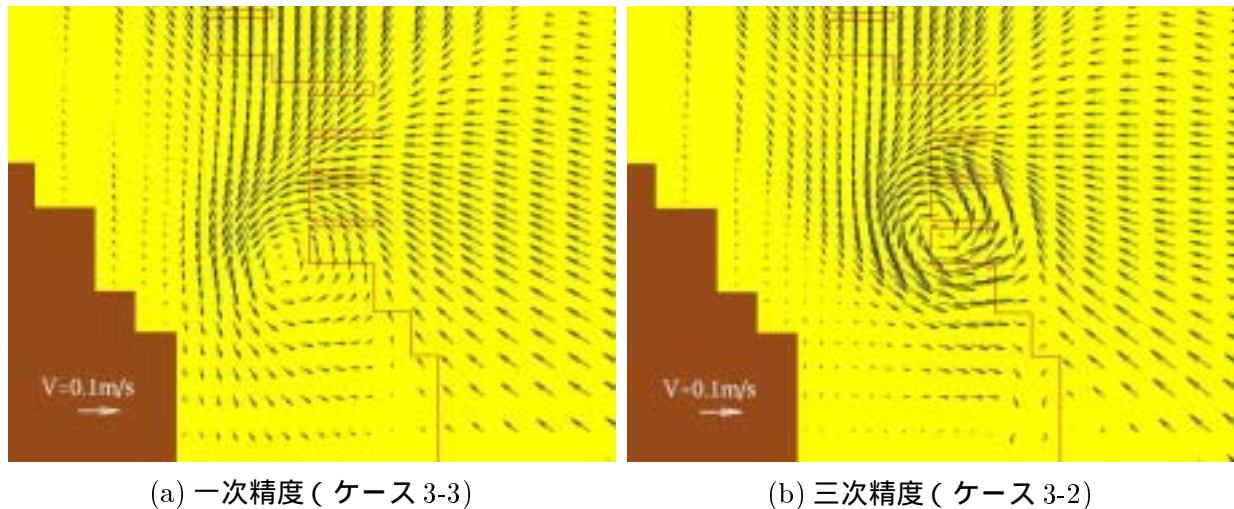


図 3.34: 移流項の評価精度の違いによる解析結果の比較

c) 移流項の評価精度向上による計算結果の変化

移流項の評価精度による計算結果の比較を行った．定常状態に達したあとの水面近傍レベルの流速分布に関する一次精度 (ケース 3-3) と三次精度 (ケース 3-2) の比較を行った結果を図 3.34 に示す．同図より精度によって渦の発生位置は変わらないが，旋回は三次精度の方が強くなっていることが分かる．

(3) 計算時間の計測

上下端水位固定計算 (ケース 2-1,2-2,2-3) および水面固定計算 (ケース 3-1,3-2,3-3) を対象として，逐次計算 (単一メモリ配置 ; EWS (500MHz) 1 台) および並列計算 (分散メモリ配置 ; EWS (500MHz) 4 台 , 100BaseT スイッチングハブ) を行い，計算時間を計測した．計測結果を図 3.35 に示す．各計算ケースとも計算開始から 4000 秒経過したデータから 100 秒分 (2000 計算サイクル) の全計算時間を測定した．図中の全計算時間は計算開始と終了時の時間差を計算サイクル数で割ったものである．また，C 言語の標準計時関数である `clock()` をプログラム中に組み込んで，1 計算サイクル全体，移流計算および圧力誤差方程式の計算にかかる CPU 時間を計測した．CPU 時間には通信時間が含まれないため，全計算時間と `clock()` 関数で計測した CPU 時間の差を“ 通信時間その他 ”とした．

a) 逐次計算と並列計算の比較

図 3.35(a) から，逐次計算 (ケース 2-2 およびケース 3-2) に比較して，並列計算 (ケース 2-1 およびケース 3-1) は，計算速度が二倍に高速化されたことが分かる．逐次計算では，全計算時間のほとんどが“ 圧力誤差方程式の計算 ”に費やされているが，並列計算ではその比率が半分になる一方で，残りの半分以上を“ 通信時間その他 ”が占めている．そのため，“ 通信時間その他 ”の大半は

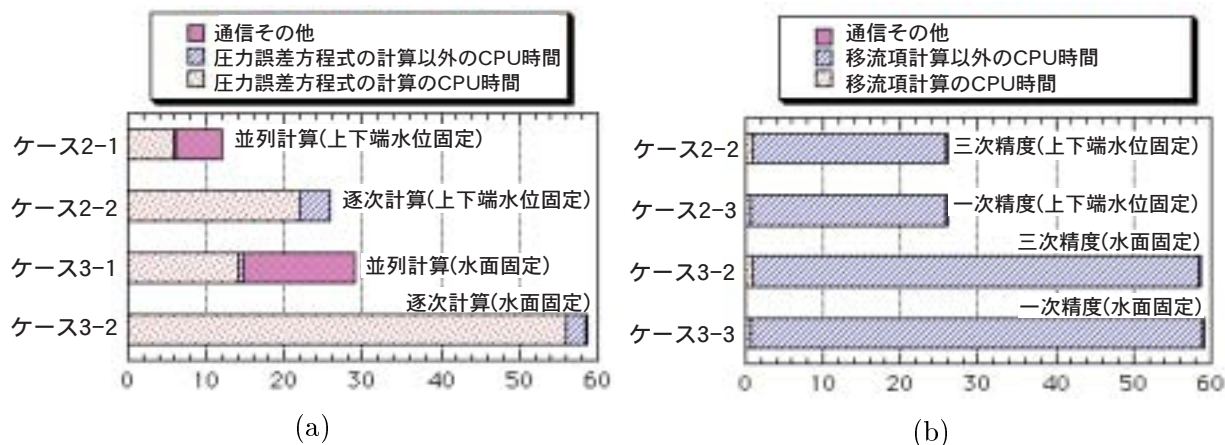


図 3.35: 計算時間測定

“ 圧力誤差方程式の計算 ”に関わる通信であると考えられる．2.6.2 で述べたように，分散メモリ配置の計算では，“ 圧力誤差方程式の計算 ”のみ陰解法で計算しているため，他のプロセッサと頻繁に通信を行う必要がある．よって，全計算時間をさらに短縮するには，通信回数・通信量の削減，及びネットワークの高速化により，“ 圧力誤差方程式の計算 ”に関わる“ 通信時間 ”の削減が必要と考えられる．

b) 水面固定計算と上下端水位固定計算

水面固定計算は水面の移動や水面での境界条件の設定等を行わないため，上下端水位固定計算より全計算時間が短くなることが期待される．しかし，図 3.35(a) から分かるように，結果として全計算時間は水面固定の場合（ケース 3-1,3-2）がそうでない場合（ケース 2-1,2-2）の 2 倍以上かかった．中でも圧力誤差方程式の計算にかかった CPU 時間は 3 倍近くになった．このことは，水面を自由にした方が実現象に近い流れ・圧力の修正にかかる時間が少なくて済むことを示していると考えられる．

c) 移流項の評価精度向上による計算時間の変化

移流項の評価精度による全計算時間の比較を逐次計算で行った．図 3.35(b) から分かるように，移流項の評価精度を一次精度（ケース 2-3 および 3-3）から三次精度（ケース 2-2 および 3-2）にすることにより，移流計算が 2 倍程度増加する．しかし，全計算時間に占める移流計算の割合が小さいので，評価精度向上による計算時間への影響は小さいと言える．

以上，揚水発電所の運用を想定した貯水池内三次元流動を解析した結果，水位上昇時の流況の変化や水位下降時の取水渦の様子などを適切に表現できた．また，4 台の EWS を用いた並列計算では 1 台に比べて計算速度が倍になること，水位固定計算と水面移動計算を比較した結果，水面移動計算の方が適切に流況を表現でき，計算時間も水面移動計算の方が短くて済むことが分かった．

3.3 まとめ

本研究の数値解析法を妥当性を検証するため、二次元、三次元の流れを解析した結果、以下のことが分かった。

- 二次元ダムブレイク流れを解析したところ、越流堰を置いた場合および置かない場合の複雑な水面変形を適切に表現できるとともに、崩壊時の水塊先端位置が実験結果とよく一致した。
- ガス巻き込み試験装置内の流動を乱流解析したところ、内部流動、水面形状が実験結果とよく一致した。
- 一様勾配斜面上の津波遡上現象を鉛直二次元解析したところ、既往の解析法よりもよりなめらかな遡上現象を表現できた。また、水深の深い部分では、既往の解析法と同等の解析結果となった。
- 毛管現象を二次元解析したところ、安定状態での水面形状が理論解析結果とよく一致した。
- 三次元ダムブレイク流れを解析したところ、三次元の複雑な水面変形を質量保存を満たしながら適切に表現できた。
- 貯水池内三次元流動を乱流解析したところ、水位上昇時の流況の変化や水位下降時の取水渦の様子などを適切に表現できた。また、水位固定計算と水面移動計算を比較した結果、水面移動計算の方が適切に流況を表現でき、計算時間も水面移動計算の方が短くて済むことが分かった。

以上から、本研究の数値解析法の妥当性が確認された。

第4章 跳水現象への適用

4.1 はじめに

水力ダムからの高速な越流を安全に流下させるために用いられる減勢工のうち、水路内に設置したシル(副ダム)により、強制的に跳水(hydraulic jump)を起こして、越流(射流)を短い区間で低速な流れ(常流)に遷移させる跳水式減勢工が広く用いられている。この跳水現象は跳水の始点において流れが不連続になるため、数値的な取り扱いが難しく、跳水現象の予測・再現は流体解析の課題の一つとなっていた。

ここでは、本解析法を跳水現象を対象とした鉛直二次元解析に適用して、既往の実験結果や一次元解析結果と比較することにより、その妥当性を検証する。また、シル(副ダム)の高さを例にして跳水が発生する水理構造物の設計に対する有効性を調べる。

4.2 跳水現象の理論解

$X = x_1$ を開始点とし跳水長 L の跳水について考える。流況が定常で、かつ、鉛直二次元と見なせる場合、跳水前後の水深の関係式は以下のように求められる。

定常状態の X 方向運動方程式は水路を水平とすれば、以下のように表される。

$$\frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UW}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial x} + \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial z} \right) \quad (4.1)$$

ここで、 U および W は流速の X および Z 方向成分である。

(4.1) 式を $x_1 \leq X \leq x_1 + L$, $0 \leq Z \leq h$ の区間で積分する。ここで、 h を水深とする。定常状態では、底面や水面を横切る流れがないこと、水面で圧力が0となることなどを考慮すると、

$$\int_0^{h(X=x_1+L)} \left(U^2 + \frac{p}{\rho} \right) dz - \int_0^{h(X=x_1)} \left(U^2 + \frac{p}{\rho} \right) dz = \nu \int_{x_1}^{x_1+L} \int_0^h \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial x} + \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial z} \right) dz dx \quad (4.2)$$

が得られる。上式は運動量保存の関係を表す。この関係式の右辺を0とし、流速分布が鉛直方向に一様で、 $X = x_1$ および $X = x_1 + L$ での圧力分布を静水圧分布と仮定すると次式が得られる。

$$\left(U_e^2 h_e + \frac{g}{2} h_e^2 \right) - \left(U_s^2 h_s + \frac{g}{2} h_s^2 \right) = 0 \quad (4.3)$$

ここで、 $X = x_1$ および $X = x_1 + L$ を単に s および e と表した。

また、 $X = x_1$ と $X = x_1 + L$ での連続の関係から次式が得られる。

$$U_e \cdot h_e = U_s \cdot h_s \quad (4.4)$$

両式から跳水前後の水深の関係式は

$$\frac{h_e}{h_s} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8Fr_s^2} - 1 \right) \quad (4.5)$$

となる。

一方，断面間の距離（跳水長） L については理論解が得られておらず，実験式が複数提案されている．岩佐 [5] によれば，

(1) Woycicki

$$L = \left(8 - 0.05 \frac{h_e}{h_s} \right) (h_e - h_s) \quad (4.6)$$

(2) Smetana

$$L = 6 (h_e - h_s) \quad (4.7)$$

(3) Safranz

$$L = 4.5h_e \quad (4.8)$$

などである。

また，水平水路上にシルを設置して強制的に跳水を起こさせる場合のシルの高さ H について，シルの越流水深が限界水深になるという条件から岩崎 [18] が次式を導いている。

$$\frac{H}{h_s} = \frac{(1 + 2Fr_s^2) \sqrt{1 + 8Fr_s^2} - 1 - 5Fr_s^2}{1 + 4Fr_s^2 - \sqrt{1 + 8Fr_s^2}} - \frac{3}{2} Fr_s^{2/3} \quad (4.9)$$

この場合でも，跳水長 L については理論解が得られておらず，Forster らにより実験曲線 [19] が提案されている。

以上のように跳水の高さに関しては理論解析で予測可能であるが，跳水区間中の挙動が分からないため，跳水長を予測できない．そのため，現状では，実験曲線から類推するか，水理実験により確認している。

4.3 解析結果と考察

以下では，跳水の高さについて理論解と比較し，跳水長について実験式と比較する．また，シルがある場合の跳水の発生条件について理論式，実験曲線と比較する。

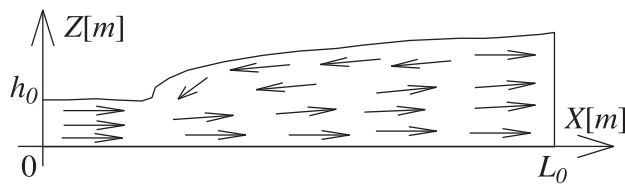


図 4.1: 跳水解析の座標系

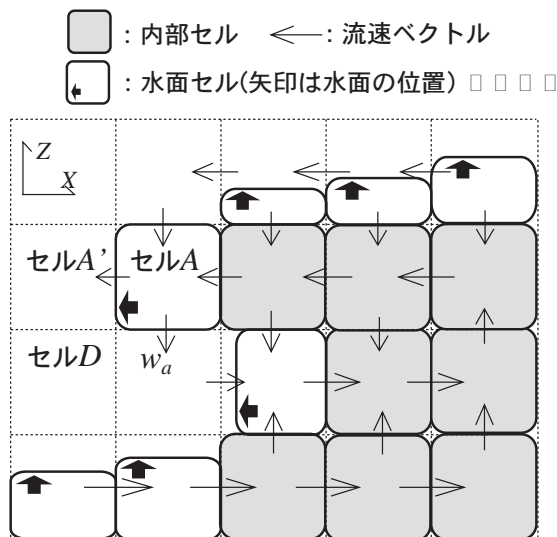


図 4.2: 跳水始点のセル配置とベクトル図

4.3.1 解析方法

図 4.1 に示すように、勾配のない水路において $X = 0$ の位置から水深 $h_0 (= 0.998)$ [m]，平均流速 U_0 [m/s] で流入させる．メッシュ分割は 0.1m の均等間隔とした．解析は (2.3) 式および (2.4) 式を基礎方程式とする鉛直 2 次元乱流解析とし， $X = 0$ の流体境界は流量設定流入境界とした．また， $X = L_0$ の流体境界では水位設定境界条件と流量設定流出境界条件，自由流出条件をを使い分けた．

跳水の始点では，下流からの逆流が流速を落とし上流からの高速流に飲み込まれる．本解析法では，この部分は図 4.2 のように表現された．同図において，セル A から隣接する空セル A' へ流体の移動がある．しかし，セル A' は内部セルに接していないため，水面セルでなく流体充填率 F が 0 でない気体セルになってしまう．そこで，2.2.3 (10 ページ) で説明した方法に従いセル A の流速値 w_a を使って，セル A' 内の流体を下のセル D に移動させ，セル D の流体は，さらに下の水面セルに吸収させた．

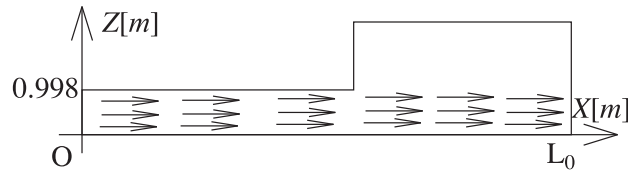


図 4.3: 跳水解析の初期条件

4.3.2 シルがない水平水路の跳水

シルない水平水路での跳水を起こすために、水深 0.998m の流れの上に停止した水塊をおいた形状を初期状態とした（図 4.3）。

流出境界条件は、流出境界の水位が限界水深以下の場合は水位設定境界、限界水深以上の場合流量設定流出境界とした。水位を設定する場合には限界水深に設定した。これは、境界での水位が限界水深以下になると、水塊が下流に流されてしまうためである。

(1) 跳水の形態

跳水の形態は、流入端 ($x=0\text{m}$) の Fr 数（以下、単に Fr または Fr 数とする）の大きさにより波状跳水 ($\text{Fr}=1 \sim 1.7$)、弱跳水 ($\text{Fr}=1.7 \sim 2.5$)、動揺跳水 ($\text{Fr}=2.5 \sim 4.5$)、定常跳水 ($\text{Fr}=4.5 \sim 9$) などに分類されている。弱跳水は逆流部が十分形成されない不完全な跳水であり、動揺跳水は跳水の形態はとっているものの上流からの高速流部と逆流部の境目が安定せず、その結果水面に波動が生じる跳水、定常跳水は十分安定している跳水である。

図 4.4 に波状跳水、弱跳水、動揺跳水、定常跳水にあたる、Fr 数が 1.5, 2, 3, 5 の場合の流速ベクトル図を示した。

同図から $\text{Fr}=1.5$ では水面が波状となっている。 $\text{Fr}=2$ では水面がなめらかではなく、逆流部が十分形成されてない弱跳水の特徴を示している。

$\text{Fr}=3$ では逆流部が薄く、高速流部との境界付近のベクトル向きが多少乱れている。 $\text{Fr}=3$ の場合に動揺跳水となるのは逆流部が薄いことに起因すると思われる。ただ、解析では境界付近のベクトル向きの乱れに起因して生じる水面の波動を再現できていない。これは、ベクトル向きの乱れの大きさが実際よりも小さく解析されているためと思われる。

また、 $\text{Fr}=5$ では逆流部が十分厚く安定した跳水になっている。

このように、本解析法により、波状跳水、弱跳水、定常跳水を再現できるとともに、弱跳水、定常跳水の中間に当たる動揺跳水についても、動揺を押さえ込まれたかたちながらその特徴を部分的に再現できることが分かった。

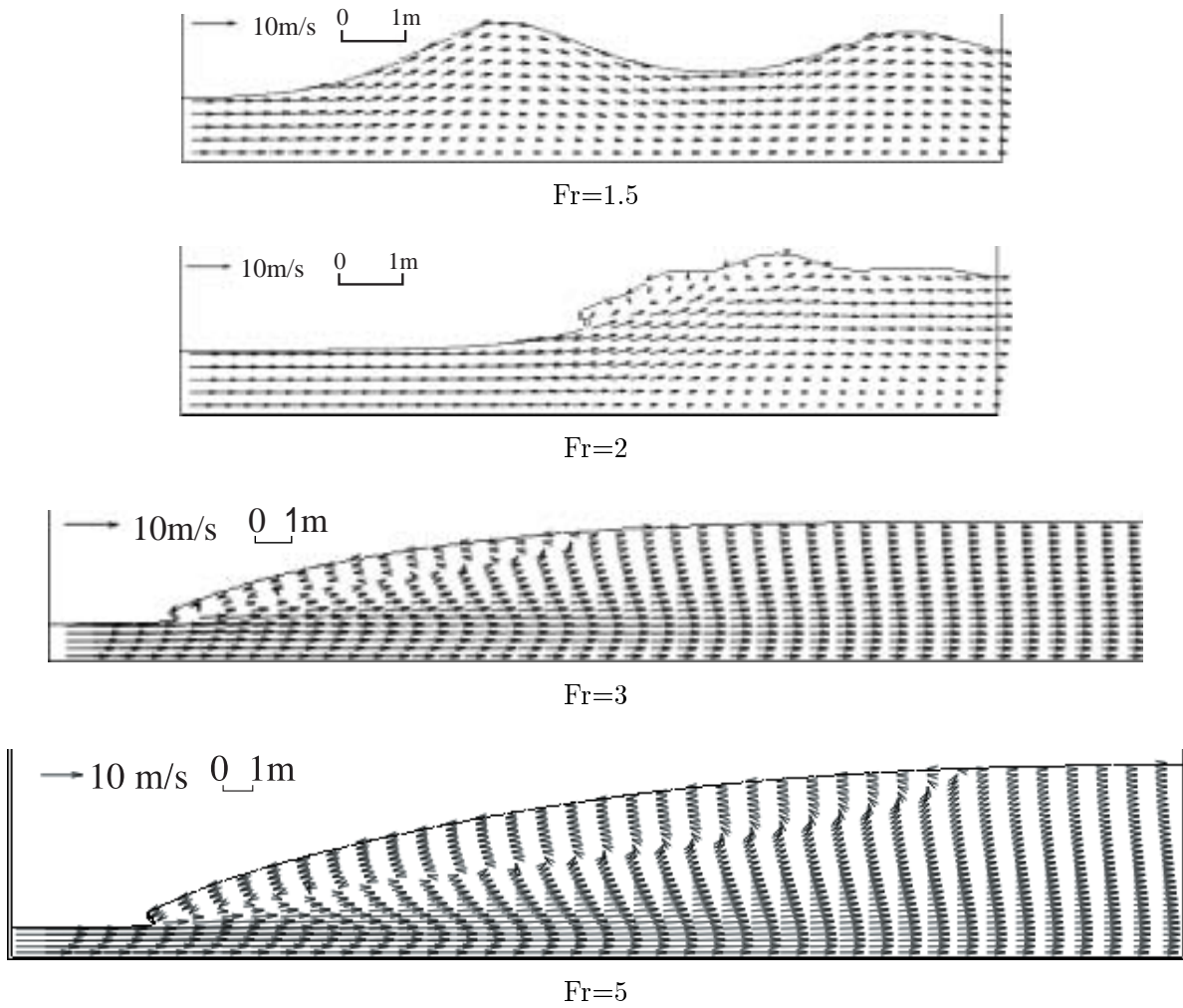


図 4.4: Fr 数による跳水の形態

(2) 理論解析および実験式との比較

Fr 数を 2 から 6 まで変化させた場合の、水位、エネルギー流束、運動量流束の変化について理論解析結果と、また跳水長について実験式との比較を行った。

ある断面における流下方向のエネルギー流束は、その断面の水深を h とすれば、

$$\int_0^h U \left(\frac{U^2 + W^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + z \right) dz \tag{4.10}$$

で求められる。

なお、全水頭は上式を流量 Q でわったものである。

また、ある断面における流下方向の運動量流束は、式 (4.2) 式の左辺にあるように、

$$\int_0^h \left(U^2 + \frac{p}{\rho} \right) dz \tag{4.11}$$

となる。比較に用いた理論値は (4.5) 式および上式を利用して求めた。

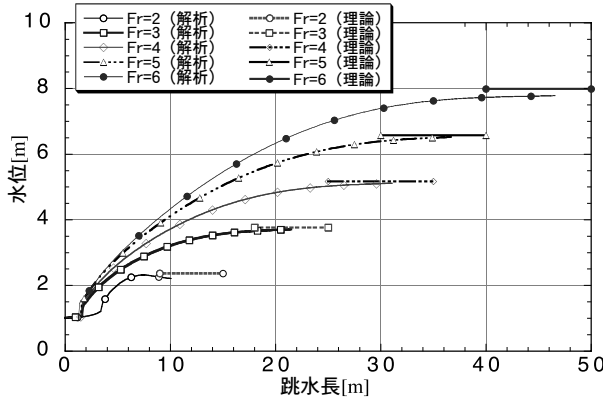


図 4.5: 水深の理論解との比較

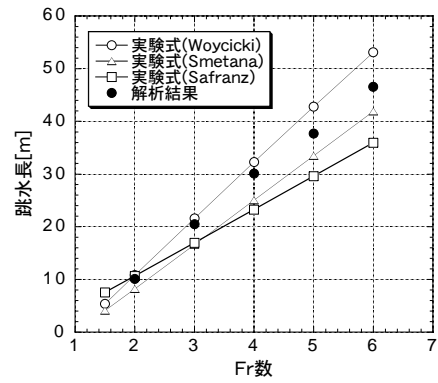


図 4.6: 跳水長の実験値との比較

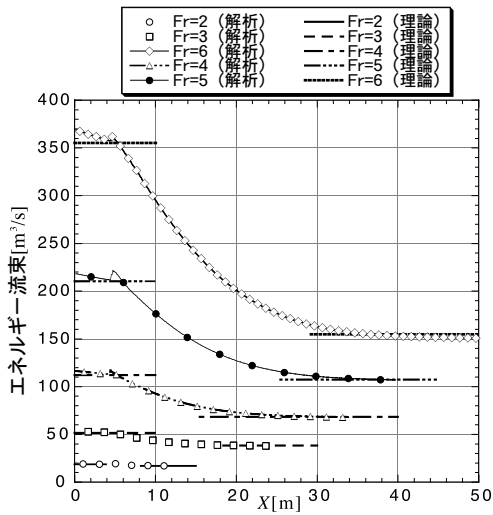


図 4.7: エネルギー流束の理論解との比較

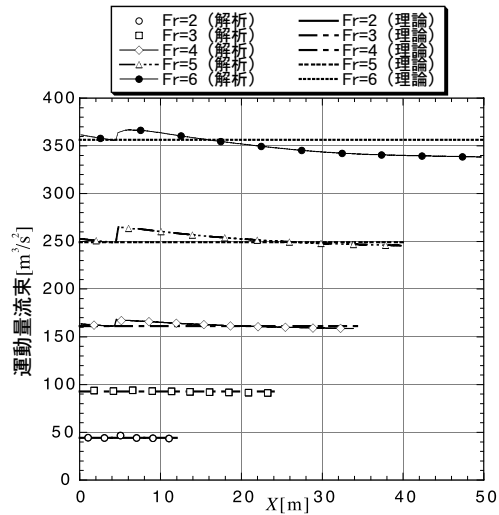


図 4.8: 運動量流束の理論解との比較

図 4.5 から解析結果は跳水後の水位を精度よく予測できることが分かる。また、図 4.6 から跳水長についても実験式とよく一致することが分かる。

図 4.7 からエネルギー流束については、跳水後のエネルギー流束値が理論値とよく一致するとともに、エネルギー流束は跳水発生直後に大きく減少し、次第に減少度合いが小さくなっていく解析結果となった。

また、図 4.8 では運動量流束の理論値が一定の値となっているが、これは (4.5) 式の導出において、(4.2) 式の右辺を 0 としたためである。しかし、実際には、流体の内部および底面などで損失が生じるため 0 とはならず、解析結果のようにわずかながら減少していくと思われる。また、跳水開始点近傍で運動量流束が立ち上がっているがこれは、水面が不連続になっているためと思われる。



流速絶対値コンター (最大値 = 17.58m/s)

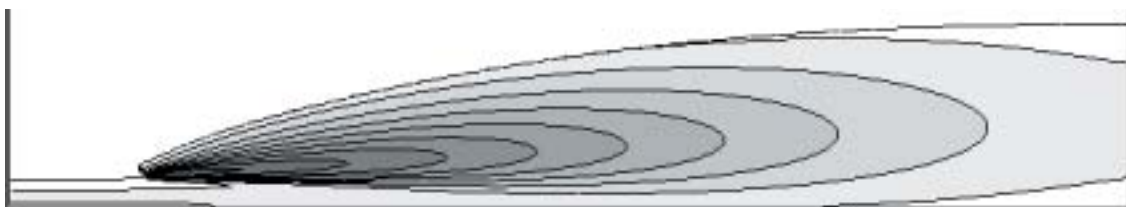
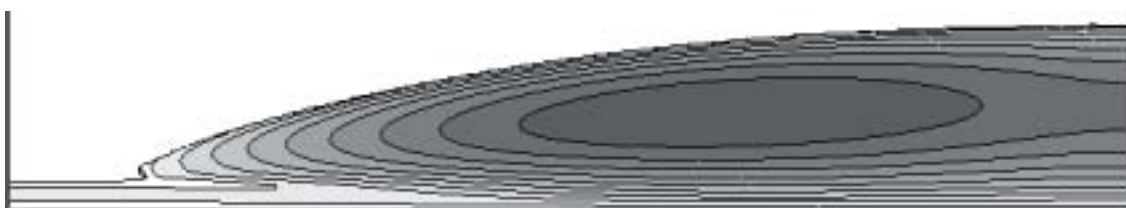
圧力コンター (最大値 = 62,200N/m²)乱流エネルギーコンター (最大値 = 0.1106m²/s²)渦動粘性係数コンター (最大値 = 0.888m²/s)

図 4.9: Fr=5 における跳水中の諸量の分布

(3) 跳水中の水理諸量

図 4.9 に定常跳水である Fr 数が 5 の場合の跳水中の流速絶対値，圧力，乱流エネルギー，渦動粘性係数の変化を示す．同図の等値線の間隔は，各諸量の最大値の 10 分の 1 である．

同図から，流下にしたがって高速流部が次第に拡大するとともに流速を低下させてい様子や，等圧力線の間隔が跳水開始点近傍では一様でないこと，乱流エネルギーが跳水開始点近傍で高い値を示すこと，渦動粘性係数は跳水の中央付近で大きな値をもつことなどが解析の結果分かった．

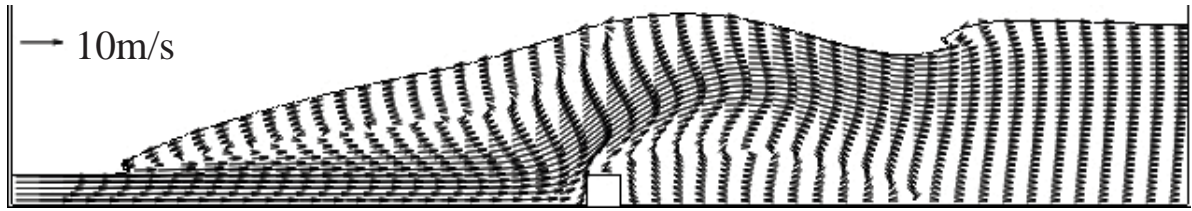


図 4.10: シルの位置が $X = 19.8\text{m}$ の場合の水面形および流速ベクトル ($Fr=5$)

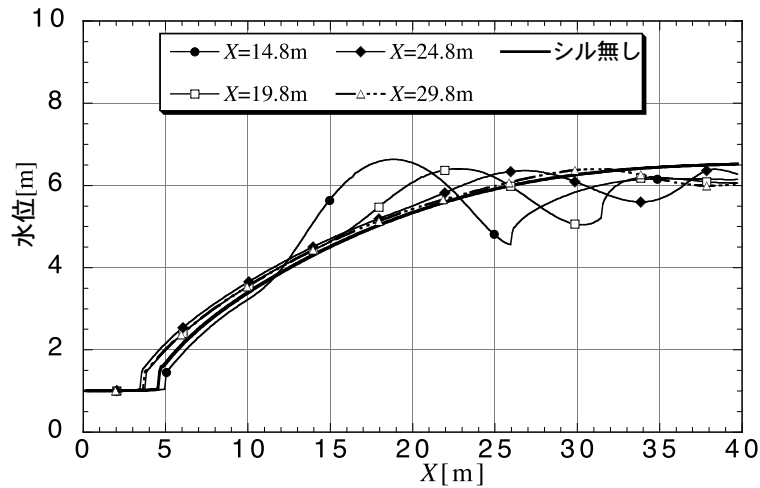


図 4.11: 水位の比較 ($Fr=5$:シルの位置を変化させた場合)

4.3.3 シルがある水平水路の跳水

水平水路中にシルをおいた解析は，シルがない場合の跳水解析結果を用い，跳水開始点より下流にシルを置いた状態を初期状態とした．シルの長さ W は 1m に固定し，シルの設置位置と高さを変化させた．

(1) シルの位置を変化させた解析

まず，シルの位置を変化させた解析結果について示す． $X = 0\text{m}$ での Fr 数を 5 とし，流出境界条件を自由流出境界とした．高さ $H=1\text{m}$ のシルを $X = 14.8, 19.8, 24.8, 29.8\text{m}$ の位置に置いた． $x=19.8\text{m}$ の場合の流速ベクトル図を図 4.10 に示す．また，跳水間の水位，エネルギー流束，運動量流束を図 4.11，図 4.12，図 4.13 に示す．図 4.11 から分かるように，シルより下流は初期状態と同じ常流であり，シルの位置が $X = 14.8, 19.8\text{m}$ の場合ではシルを越流した流れが再び潜り込む形態となった．また， $X = 24.8\text{m}$ ではシル下流の水面が波状を呈した．

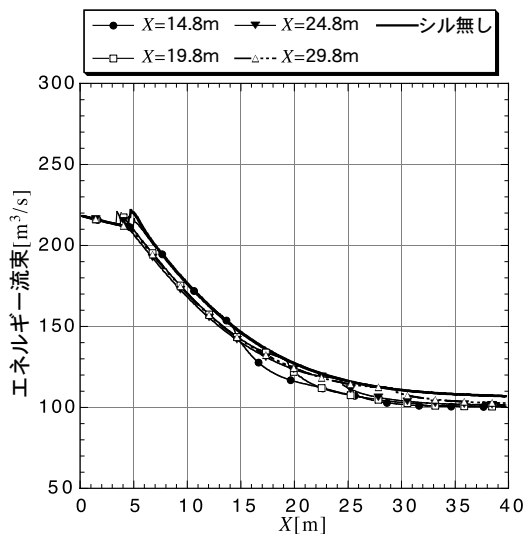


図 4.12: エネルギー流束の比較 (Fr=5:シルの位置を変化させた場合)

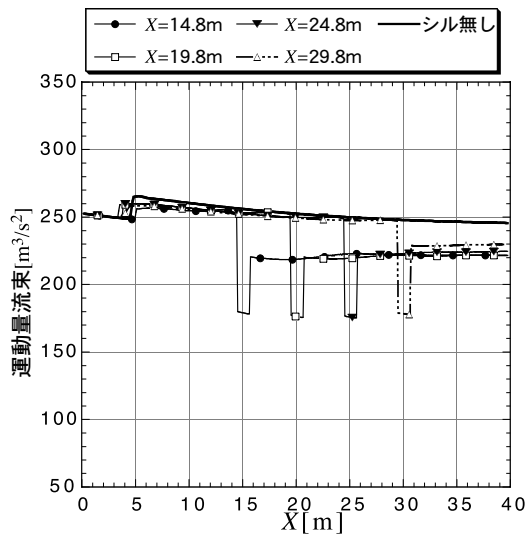


図 4.13: 運動量流束の比較 (Fr=5:シルの位置を変化させた場合)

図 4.12 からエネルギー流束は，シルの位置で減少があり最終的 ($X = 40\text{m}$) にはシルの位置に関わらず同じ値に達するため， $X = 40\text{m}$ でのシルがない場合のエネルギー流束の値との差がシルの影響によるエネルギー損失である．

図 4.13 から運動量流束についても，シルの位置に関わらず， $X = 40\text{m}$ での運動量損失が同じような値になっているため，エネルギー流束と同様に $X = 40\text{m}$ でのシルがない場合との差が，シルの影響による運動量損失である．

(2) シルの高さを変化させた解析

次に，シルの高さを変化させた解析結果について示す．前項と同様にシルがない場合の跳水解析結果を初期条件とした．流出境界条件は，流出境界水位が限界水深よりも高い場合は，水位設定境界として境界水位を限界水深よりも低く誘導し，限界水深よりも低くなったあとは自由流出境界とした．流出境界水位を限界水深以下にすると，下流側から上流側への働きかけがなくなるため，上流側の条件だけで跳水の形状が定まる．また， $X = 0\text{m}$ での Fr 数を 5 とした．

シルの高さを変えた場合の水面形および流速ベクトルの変化を図 4.14 に示す． $H/h_0=1$ の時跳水はシルを乗り越えて流れてしまった (図 4.14(a))．ここで， h_0 は流入境界の水深である．これは，シルの高さが同じで下流側を限界水深以下に誘導していない場合の解析結果 (図 4.10) と大きく異なる流況となった．

このことから，初期状態で流出境界水位が限界水深 (この場合， 2.12m) より高い場合，常流状態を保ち，限界水深よりも低く誘導するとそのまま射流の状態で安定に達することが分かる．

$H/h_1 = 1.8$ では水面が大きく乱れる結果となった．この結果， $H/h_0=1$ と場合との比較から，

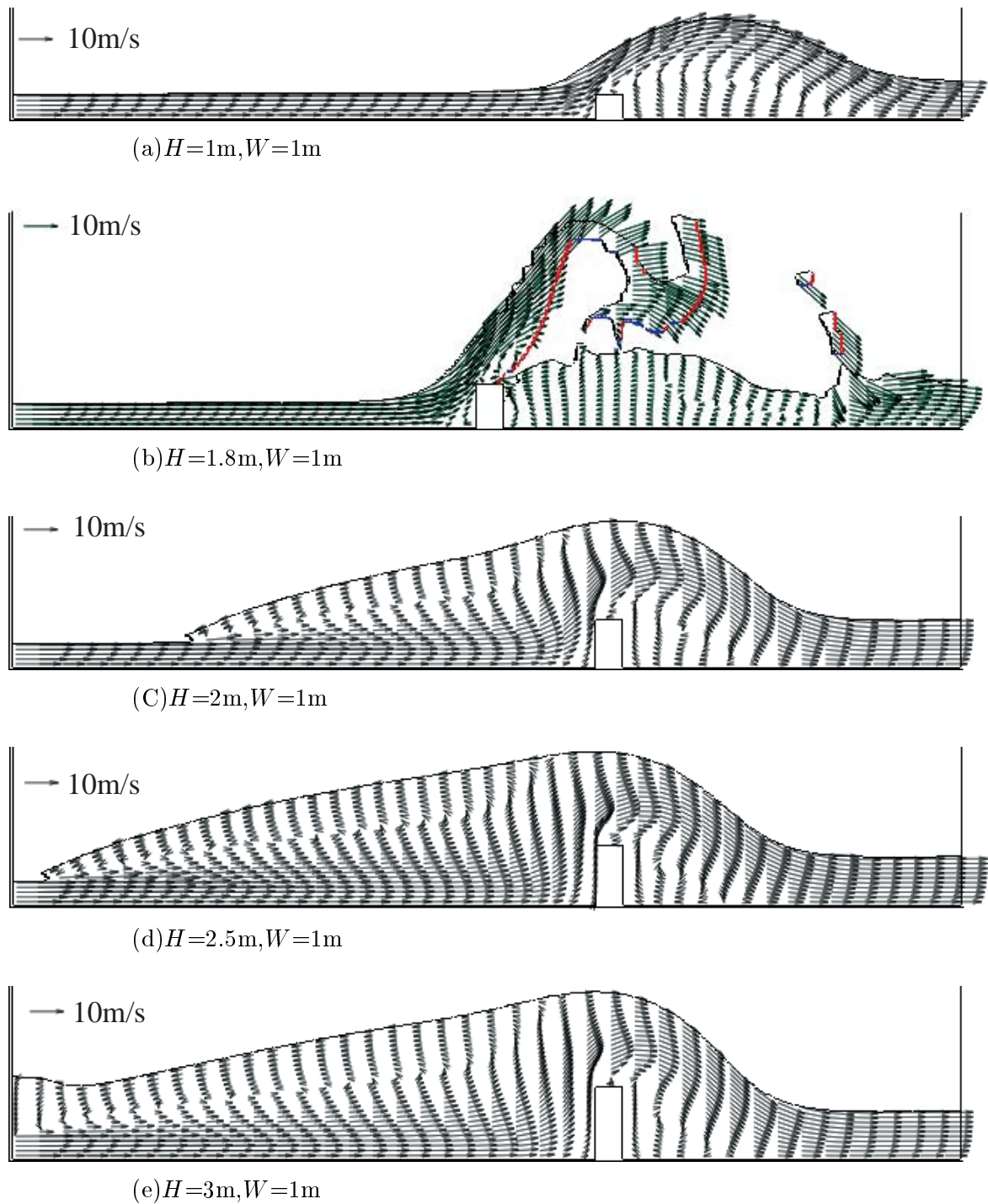


図 4.14: シルの高さを変えた場合の水面形および流速ベクトルの変化

シルが低い場合、シルを越える流れの流速ベクトルは水平に近いので、かろうじて下流に流れていくが、ある程度高いと、流速ベクトルの角度が上方に向き、シルから飛び出す流れが生じこゝを再現できていることが分かる。

また、 $H/h_0 = 2, 2.5$ では、跳水が成功し（図 4.14(c),(d)）、 $H/h_0 = 3$ では、潜り跳水になった（図 4.14(e)）。以降、 $H/h_0 = 1, 1.8$ の状態を射流越流、 $H/h_0 = 2, 2.5$ を定常跳水、 $H/h_0 = 3$ を潜

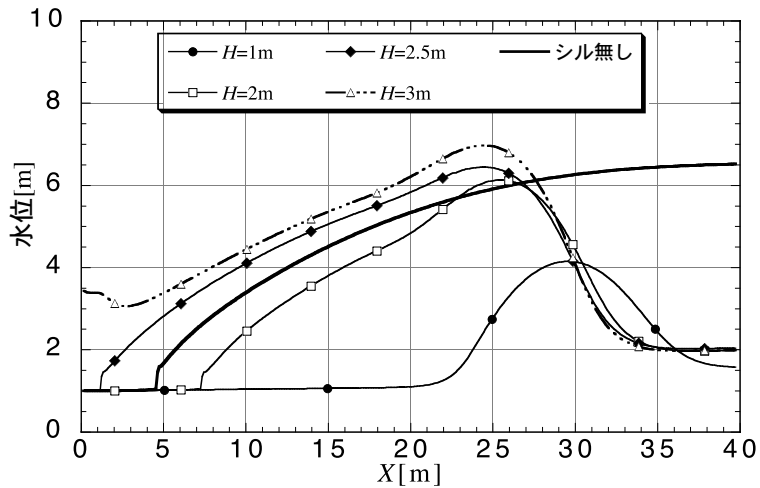


図 4.15: 水位の比較 ($Fr=5$:シルの高さを変化させた場合)

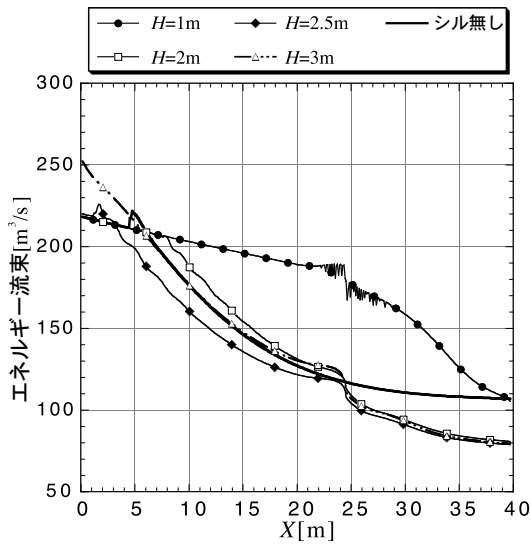


図 4.16: エネルギー流束の比較 ($Fr=5$:シルの高さを変化させた場合)

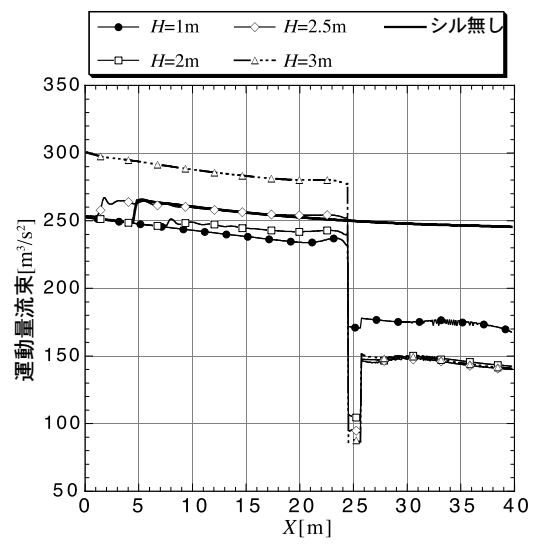


図 4.17: 運動量流束の比較 ($Fr=5$:シルの高さを変化させた場合)

り跳水と呼んで区別する。

$H=1.8\text{m}$ の場合を除いた跳水間の水位, エネルギー流束, 運動量流束を図 4.15, 図 4.16, 図 4.17 に示した。

図 4.15 から水位に関して, シルが高くなるにつれて, 跳水長が長くなるが, シルがない場合 (おおむね $30\text{m} \sim 40\text{m}$) より短い区間で跳水を発生させていることが分かる。越流水深は $H=1\text{m}$ の射流越流の場合において限界水深となり, それ以外では限界水深より高くなった。また, 越流後の水面形はほぼ同一となった。

図 4.16 からエネルギー流束に関しては, シルの直後でエネルギー損失が認められる。射流越流

の場合は，シル直下流の逆流部の影響でシルの直後から流出境界までの間で，大きなエネルギー損失がある．また，その他の場合については，シルに達するまでは，シルがない跳水の場合と同様にエネルギーを減少させていくが，射流越流の場合と同様，シル直後とシル直下流逆流部でエネルギーが減少している．

射流越流の場合に比較すれば，その他の場合は，シルの影響による損失は同程度であるが，逆流部の損失は小さいことが分かる．これは，シル直下流逆流部の区間が短いこと，旋回部の流速が射流越流の場合にくらべて遅いことに起因していると思われる．

図 4.17 から運動量流束に関しては，跳水となった場合に比べ，射流越流の場合は明らかに運動量の損失が小さくなっている．

(3) シルの高さを変化させた理論解析および実験曲線との比較

図 4.18 は Fr 数およびシルの高さ H を変化させた解析を行い，岩崎の式および実験曲線と比較したものである．同図のプロットが解析結果である．図中の実験曲線は，Forster ら [19] が，跳水開始からシルまでの距離 L_f およびその区間の最高水位 h_f をもちいて， $L_f/h_f = 3$ および $L_f/h_f = 10$ の場合における Fr 数と H/h_0 の関係を実験から求めた曲線であり，Forster らは $L_f/h_f < 3$ で射流越流， $L_f/h_f > 10$ で潜り跳水となり，両者に挟まれた領域で定常跳水が発生するとしている．

潜り跳水と定常跳水との限界はシルと流入境界 ($X = 0$) との距離の影響を受けるため，解析では Fr 数に従って，14.8m(Fr=2)，19.8m(Fr=3)，24.8m(Fr=4)，29.8m(Fr=5)，34.8m(Fr=6) とし

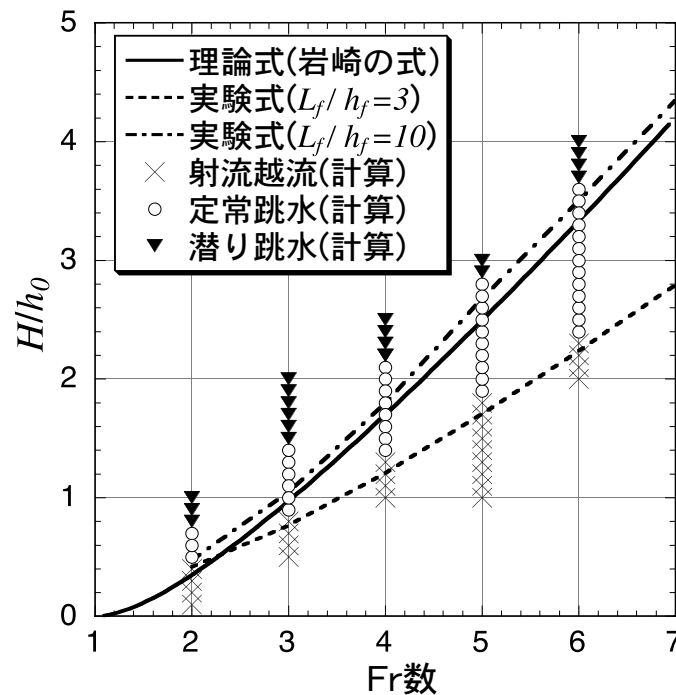


図 4.18: 解析結果と理論解析結果および実験曲線との比較

た．また，シルの高さ H は 0.1m 間隔に変化させた．

同図から，射流越流と定常跳水の限界については，ほぼ実験結果と同等の結果を得ていることが分かった．一方，潜り跳水と定常跳水の限界については，実験においてシルの上流側の領域にどれだけの領域を確保できるかにより変化するが，概ね実験値と一致する結果となった．

4.4 まとめ

減勢工の設計に重要な役割を果たす跳水現象を対象に本解析手法を用いた鉛直二次元乱流解析を実施し，その妥当性を検証した結果，以下の成果が得られた．

- (1) 上流からの高速流が上方に循環流を伴いながら次第に速度を落とし，常流に遷移していく流況を再現できた．また，その間の流速分布，乱流量の分布なども把握することが出来た．
- (2) 上流側の流速により，水面が波状を呈し循環流を持たない波状跳水，水面上に水平軸を持つ一連の小さなローラーが生じる弱跳水，高速流と循環流の境界で流れが安定しない動揺跳水，および定常跳水に分類されている．本解析法での解析により，波状跳水，弱跳水，定常跳水について適切に再現できることが分かった．
- (3) Fr 数を 2 ~ 6 まで変化させて，一次元解析により求められる跳水後の水位，エネルギー流束，運動量流束の解析結果と比較した．また，一次元解析により求められない跳水長を実験式と比較した．数値解析結果は，両者ともよく一致することを確認した．
- (4) 水路内にシルがある場合，跳水を安定的に発生するためのシルの高さを設計するための理論式，実験曲線が得られている．それらと比較したところ，跳水を安定的に発生する範囲が既往の知見よく一致した．

以上のことから，本解析法は，跳水現象の予測に適用可能であるとともに跳水現象に関連する水理設計に適用可能であるといえる

第5章 津波遡上現象への適用

5.1 はじめに

わが国では、原子力や火力発電所のほとんどが、冷却水の取放水や燃料の輸送搬入等を考慮して海岸線に建設される。そのため、発電所の設計にあたっては、海岸水理的影響を十分な精度で予測しておく必要がある。その中でも、安全評価上から地震津波に関しては、津波の遡上と引きそれぞれが発電所の運転・制御に及ぼす影響を慎重に検討しておく必要がある。

津波は海底下で起きた断層のずれが海底さらには海面の局所的な隆起・沈降を引き起こし、その水位変化の影響が海岸付近まで達することにより起こる現象である。津波影響を予測するためには、海底下の断層特性と海底地盤変位分布との関係、海底地盤変位分布と初期海面変動量との関係、初期海面変動の海岸への伝播機構、および海岸域での津波遡上・引きを予測・解明しなくてはならない。

ここでは、本研究の解析法をこれら一連の課題のうちの最終部分にあたる津波遡上・引き現象に適用する。

津波遡上・引きの予測は、現状では海岸工学の分野で用いられる非線形長波理論に基づいた計算法を陸上部にも適用できるように修正したものが用いられている。この計算法は簡便であるため広く用いられているが、現象に即した津波の陸上部での挙動予測が難しいことが分かっている(3.1.3 参照)。そのため、より精度の高い予測手法の開発が望まれている。

本章では、日本海中部地震津波を対象として港湾技術研究所で実施された水理実験 [21]、北海道南西沖地震津波の痕跡高 [22] および同地震津波を対象として電力中央研究所で実施した実験結果と比較することにより本解析法の津波遡上現象に対する適用性を検証するとともに、北海道南西沖地震津波で発生した局所的に 30m を越える津波遡上の要因を本解析法により検討する。

5.2 日本海中部地震津波を対象とした鉛直二次元解析への適用

5.2.1 日本海中部地震津波験の概要

日本海中部地震は、1983年5月26日正午に秋田県沖を震源として発生し、秋田港を中心とした港湾施設に甚大な被害が生じた。この地震は非常に大きな津波を伴い日本海沿岸各地で多数の被害者が出、さらに広い範囲で津波による各種の被害が生じた。

この津波は、秋田県北部海岸に段波となって来襲し、分裂による短い周期変動を伴うものであった。津波は陸岸に接近するに連れて段波的になり、その進行に伴い分裂して非線形分裂波列から

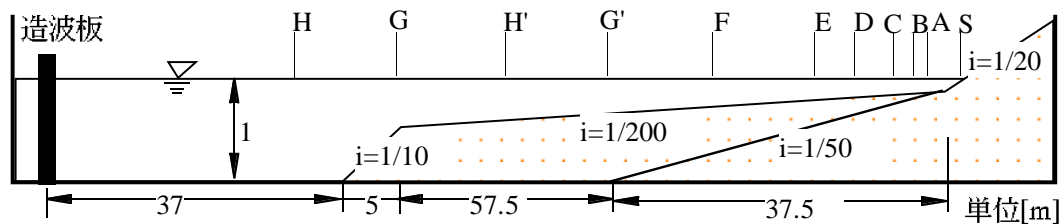


図 5.1: 実験水路の概要図

表 5.1: 水位計測点の配置

計測点記号	H	G	H'	G'	F	E	D	C	B	A	S
造波板中心からの距離 [m]	29.1	42.0	68.25	88.25	97.0	112.0	124.5	130.75	134.0	135.5	137.5

なる波状段波に移行すると言われているが，実際の津波が単調な海岸に波状性を示しながら段波となって来襲したきわめてまれな現象であるとともに，この段波が大きな被害を与えた [23]．

5.2.2 港湾技術研究所での実験の概要

港湾技術研究所は，同地震津波を再現し，段波形状の変形過程を調べるため，同研究所が所有する津波水路（長さ 163m，幅 1m，深さ 1.5m）で津波実験を行った [21]．模型床の形状は，津波が来襲した能代海岸及び男鹿半島における深浅測量図および海図をもとに，水深 5m から陸側を 1/20 の勾配とし，それより深い大陸棚上面領域については，1/200（能代海岸想定）と 1/50（男鹿半島想定）の 2 種類に分け，模型縮尺 1/200 の無歪み模型として再現された．造波には，任意の波形を作ることができる低慣性直流電動機駆動のピストン型（最大ストローク ± 40cm）のものが用いられた．津波の変形の様子は，流れ方向に配置された 8 本の容量式波高計で同時計測し，遡上高は，目視によって計測された（模型床の形状，波高計の配置等を図 5.1 に示す）

5.2.3 解析方法

本研究の解析手法により (2.26) 式，(2.32) 式を用いた解析メッシュ内に物体領域がある場合の鉛直二次元解析を実施した．海底地形は造波板静止位置を原点として実験水路形状を忠実に再現した．メッシュ分割は水平方向長さ 141 m を 400 メッシュ，鉛直方向高さ 1.2 m を 56 メッシュの計 22,400 メッシュに分割し，水平方向メッシュ間隔は陸に近づくほど細かくした．

境界条件は，造波板静止位置を流体境界とし，造波板静止位置における水平方向流速値を造波板の動きから解析して鉛直方向に一様に与えた．また，底面の物体境界はフリースリップ条件とした．

5.2.4 実験結果との比較

造波板の片振幅 e と周期 T_m をパラメータとした解析を複数行い、容量式波高計で計測されている位置の水位時間変化および遡上高を実験と比較した。

(1) 水位時間変化の比較

各計測点における水位記録が得られている能代海岸を想定したケース(海底勾配 1/200)で、 $e = 0.35\text{m}$ 、 $T_m = 40$ 秒の解析を行い、8点の水位時間変化を実験と比較したのが図 5.2 である。また、男鹿半島を想定したケース(海底勾配 1/50)で、 $e = 0.35\text{m}$ 、 $T_m = 40$ 秒の解析を行い、8点の水位時間変化を実験と比較したのが図 5.3 である。両図から①各計測点の水位変化を精度よく再現できていること、②波が次第に段波的になり、その進行に伴い分裂して非線形分裂波列からなる波状段波に移行する挙動を再現できていること、③測点 S での第 1 波の波高が実験よりも大きくなっていることが分かる。

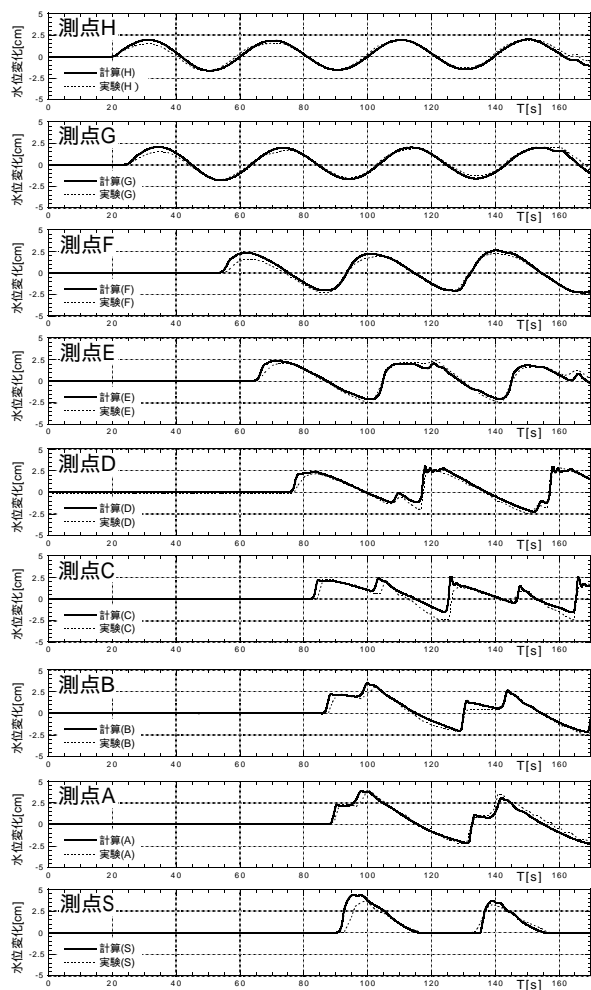


図 5.2: 水位時間変化の実験結果との比較 (能代海岸)

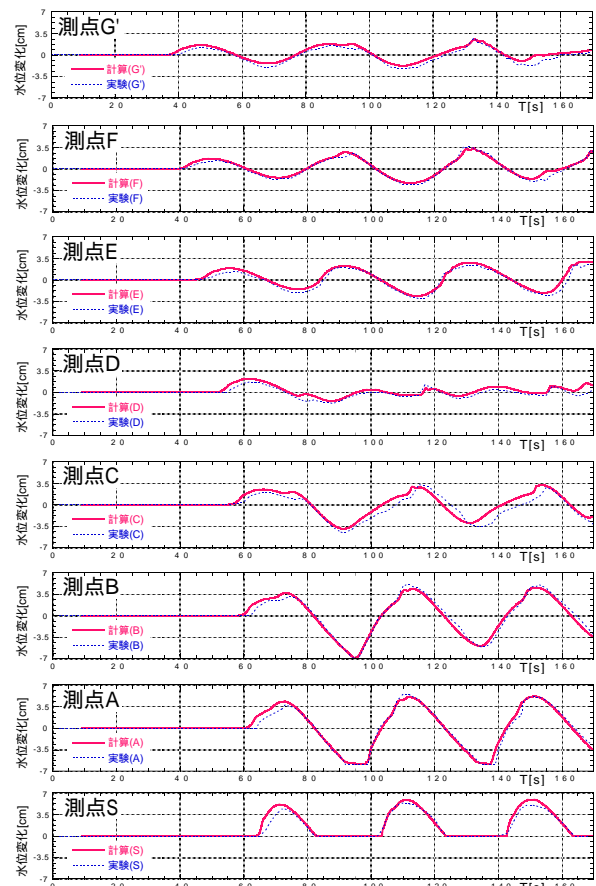


図 5.3: 水位時間変化の実験結果との比較 (男鹿半島)

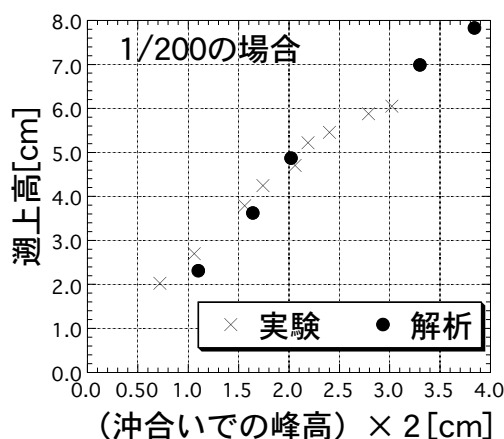


図 5.4: 遡上高の比較 (能代海岸)

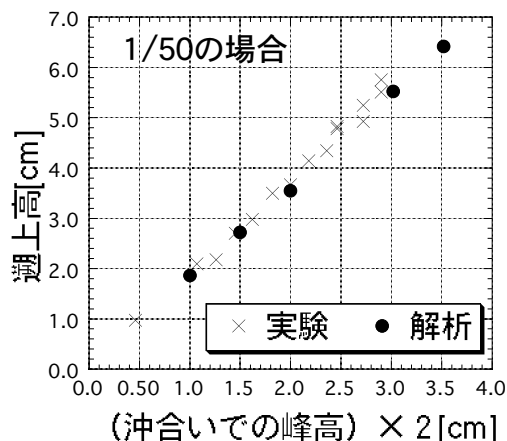


図 5.5: 遡上高の比較 (男鹿半島)

測点 S での第 1 波の波高の差異は、測点 H での第 1 波の波高の違いが水深が浅くなるにことにより増幅されたためと考えられ、測点 H の水位変化を実験とあわせることができれば、測点 S での波高もほぼ一致すると考えられる（このことは、つぎの遡上高の比較で示す沖合いでの波高と遡上高の関係がよく一致していることから確認できる）。

(2) 遡上高の比較

遡上高の計測結果と比較するため、能代海岸を想定したケース（海底勾配 1/200）および男鹿半島を想定したケース（海底勾配 1/50）で、造波板の片振幅 e と周期 T_m を変化させ種々の津波を発生させた解析を行なった。沖合いでの峰高と遡上高の関係を求め、実験値と比較したのが図 5.4 および図 5.5 である。解析結果と実験結果の勾配はほぼ一致し、本解析法が遡上高を精度よく求められることが分かる。

また、解析結果が実験結果とよく一致することと非線形長波理論に基づく解析との比較結果（3.1.3 参照）から推察すると、従来の非線形長波理論と津波先端部処理を組み合わせた計算法では、津波遡上高や遡上範囲を過小評価する可能性があるといえる。

以上から、本研究の解析法により、鉛直二次元の津波遡上における波形変形の様子や遡上高を精度良く再現できることが分かった。



図 5.8: 藻内周辺の航空写真（国際航業撮影）



図 5.9: 谷周辺の航空写真（国際航業撮影）

5.3.2 水理実験

同地震津波の藻内地区における局所的な遡上のメカニズムを解明するため、電力中央研究所では同所が所有する大型造波水路（長さ 205m × 幅 3.4m）を用いて、1/400 スケール無歪みの津波遡上実験（時間縮尺は Fr 相似則により 1/20）を行った。

実験地形は、沖合から水深 50m（現地換算，以下同じ）までを一樣勾配の組み合わせ、水深 50m から遡上域までは 5.6m ピッチの詳細な地形データをなめらかに内挿して作成した三次元模型とした。なお、この地形データは東北大学今村文彦教授よりご提供頂いた。図 5.10 に実験地形の縦断面図、図 5.11 に模型の平面図を示す。また、図 5.12 に最大遡上の谷付近の平面図、図 5.13 に三次元模型の陸上部分を示す。

同津波実験では、 $X=0\text{m}$ （図 5.11 参照）での水位時間変化が図 5.14 に示すものとなる波を入力させた実験ケースにおいて、北側の谷で 24.2m、南側の谷で 32.4m、谷の入り口の崖で 21.6m の遡上高となり、現地で観測された値とよく一致した。この波形は、奥尻島周辺の津波痕跡高をもつ

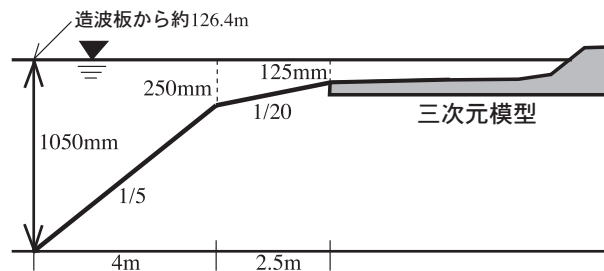


図 5.10: 実験地形縦断面図

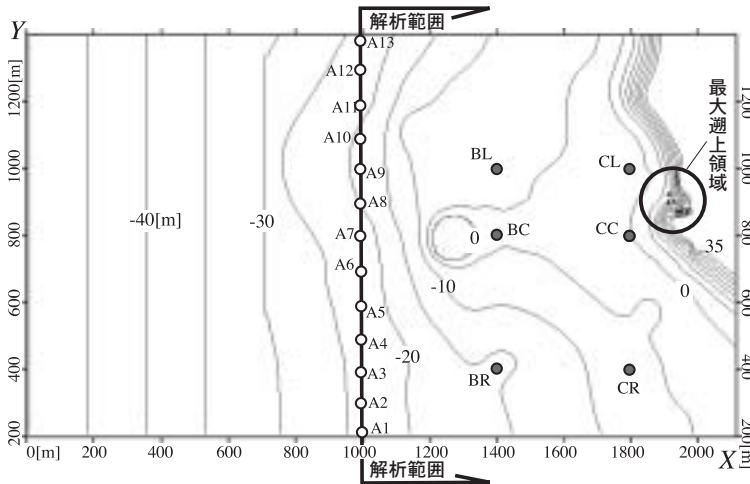


図 5.11: 三次元模型平面図

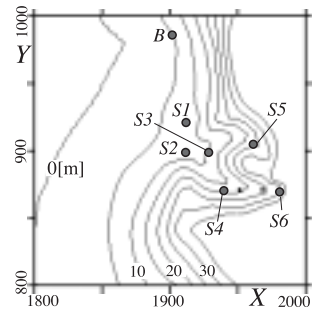


図 5.12: 三次元模型平面図(最大遡上の谷付近)



図 5.13: 三次元模型写真(陸上部分)

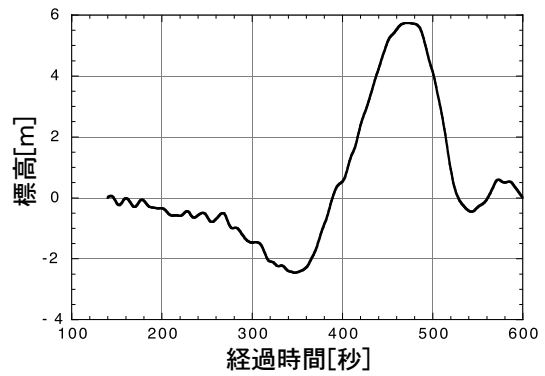


図 5.14: $X = 0\text{m}$ での水位時間変化

ともよく再現する断層モデルを基に作成したものである。

次節では、この実験ケースを対象に三次元解析を行う。

5.3.3 解析方法

本研究の解析手法により (2.26) 式, (2.32) 式を用いて解析メッシュ内に物体領域がある場合の三次元解析を実施した。解析入力波, 地形メッシュおよび境界条件は以下のようにした。

(1) 解析用入力波

遡上高が現地痕跡高とよく一致した実験ケース(以下, 対象実験ケース)において, $X=1000\text{m}$ 地点(図 5.11 の A1 ~ A13)での水位時間変化が計測されている。計測結果を図 5.15 に示す。同図から分かるように, 全 13 地点の水位はほぼ同様に時間変化している。そこで, 三次元遡上計算を $X=1000\text{m}$ の位置から陸上部までとし, $X=1000\text{m}$ において, 13 点の水位変化を時間ごとに平

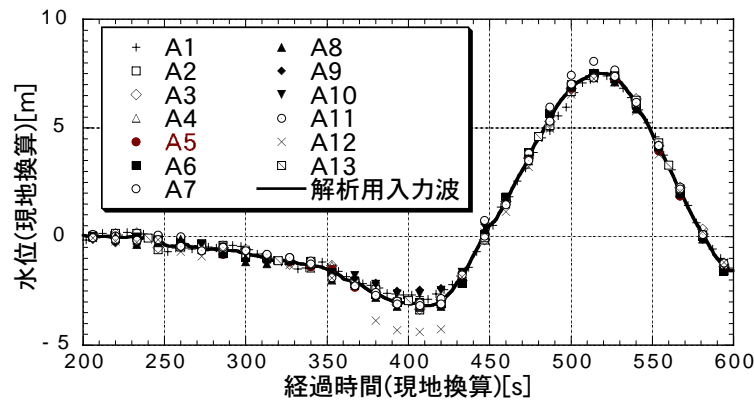


図 5.15: $X=1000\text{m}$ での水位時間変化と解析入力波形

均した波を入力した (図 5.15 の解析用入力波) . また, 以下の説明で使用する経過時間は図 5.15 の経過時間を基準とする .

(2) 解析用地形メッシュ

解析用地形は水理実験の三次元模型と同じ地形データを利用して作成した . メッシュ分割は, 地形データをそのまま用いた均等メッシュと, 最大遡上部とその周辺をさらに細かくした部分詳細メッシュを作成し, おもに, 部分詳細メッシュで解析を行った .

均等メッシュの水平方向メッシュ分割は, 地形データで得られている標高がセルの中央になるように 5.6m 間隔とし, 部分詳細メッシュの水平方向メッシュ分割は, 均等メッシュからさらに $1831.2 \leq X \leq 1988.0$ の区間および $840.0 \leq Y \leq 991.2$ の区間を半分の 2.8m 間隔とした . 鉛直方向メッシュ分割はともに 2m 間隔とした . メッシュ数は, 部分詳細メッシュの場合で 2,161,250 メッシュ (= X 方向 250 \times Y 方向 247 \times 鉛直方向 35) となった .

計算セル内の地形面は水平とし, 計算セルの空隙率 Fa を次式に基づいて計算した .

$$Fa_{i,j,k} = \min\left(\frac{Z_{k+1} - Z_{p_{i,j}}}{Z_{k+1} - Z_k}, 1.0\right) \quad (5.1)$$

ここで, Z_{k+1} , Z_k は各計算セルの上端および下端の標高, $Z_{p_{i,j}}$ は地形データから得られた標高, $\min()$ は小さい値を選択する関数である . なお, 部分詳細メッシュの作成において, セル中央の標高が得られていない場合は, 周囲から内挿して求めた .

(3) 境界条件

流速境界条件は実験水路の側面および底面の物体境界 (流体セルと物体セルの境界) をフリースリップとした . また, $X = 1000\text{m}$ での流体境界は水位設定境界 (2.4.3(1) 参照) とした .

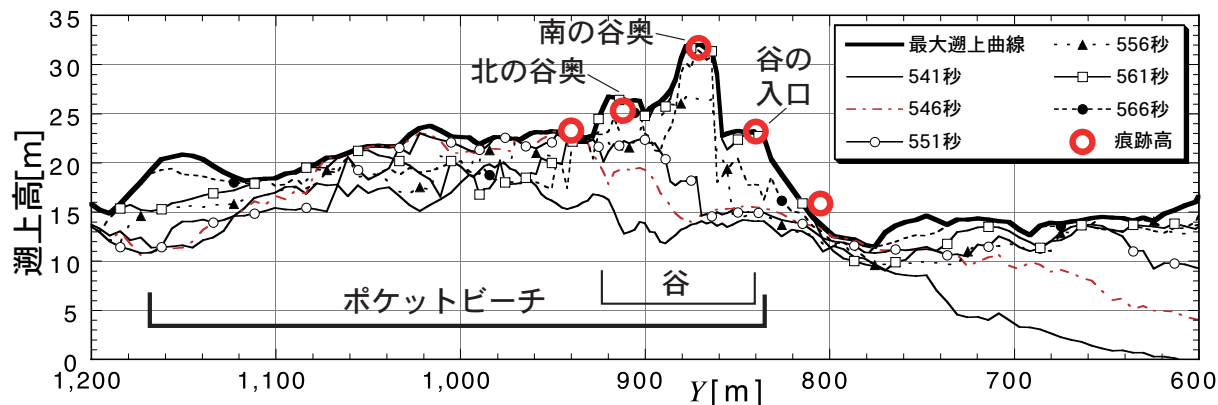


図 5.16: 遡上曲線および現地痕跡高

5.3.4 解析結果の比較と考察

解析により得られた遡上高を痕跡高と、最大遡上の谷付近の水面変形を実験結果と比較して解析の妥当性を確認するとともに、定点の水位・流速変化データ等を用いて解析結果を考察する。

(1) 最大遡上高の現地痕跡高との比較

図 5.16 に遡上曲線および現地で観測された痕跡高 [22] を示す。遡上曲線は遡上高を各時間ごとに $Y-Z$ 平面に投影したものであり、同図には 541 秒 ~ 566 秒間の 5 秒おきの遡上曲線および 541 秒 ~ 569 秒間の 1 秒おきの遡上曲線の包絡線を最大遡上曲線として表示している。

同図から解析結果は、南の谷奥 (31.7m) および北の谷奥 (25.3m) や谷の入り口付近の崖 (23.5m) における痕跡高を精度良く再現している。時間的に見てみると、はじめポケットビーチ背後の崖 ($Y = 950\text{m} \sim 1000\text{m}$) の遡上高が高くなる。ここでの最大遡上高は 23m 程度である。その後、谷の方向に向かって流入し、561 秒で最大遡上になっていることが同図から分かる。

(2) 谷周辺の水面変形の実験との比較

図 5.17 (次ページ) に谷周辺の水面変形の実験との比較結果を示す。同図の表示範囲は図 5.12 と同じである。同図のアニメーションを付属の CD-ROM に収録している。

水理実験で流れの撮影に用いたシステムは、250 枚/秒の高速カメラで撮影し、15 枚/秒の動画として出力される。一方、実験時間は現地時間の $1/20$ であるため、動画の 1 秒を現地の 1.2 秒 ($=20 \times 15/250$) として、解析結果と比較した。アニメーションや図 5.17 から分かるように、実験結果よりも早い時間に谷の入り口に到達している点は異なるものの、540 秒で北側 (画面左側) にある盛り上がりがあり、ポケットビーチを沿って南 (右側) に流れ、それに伴い谷に波が流入する様子や、南側、北側の谷を遡上する様子は時間的にも実験結果とほぼ同様の挙動を解析することができた。特に、南に向かう流れの一部がポケットビーチ南側の谷の南斜面に捕らえられ、方向を

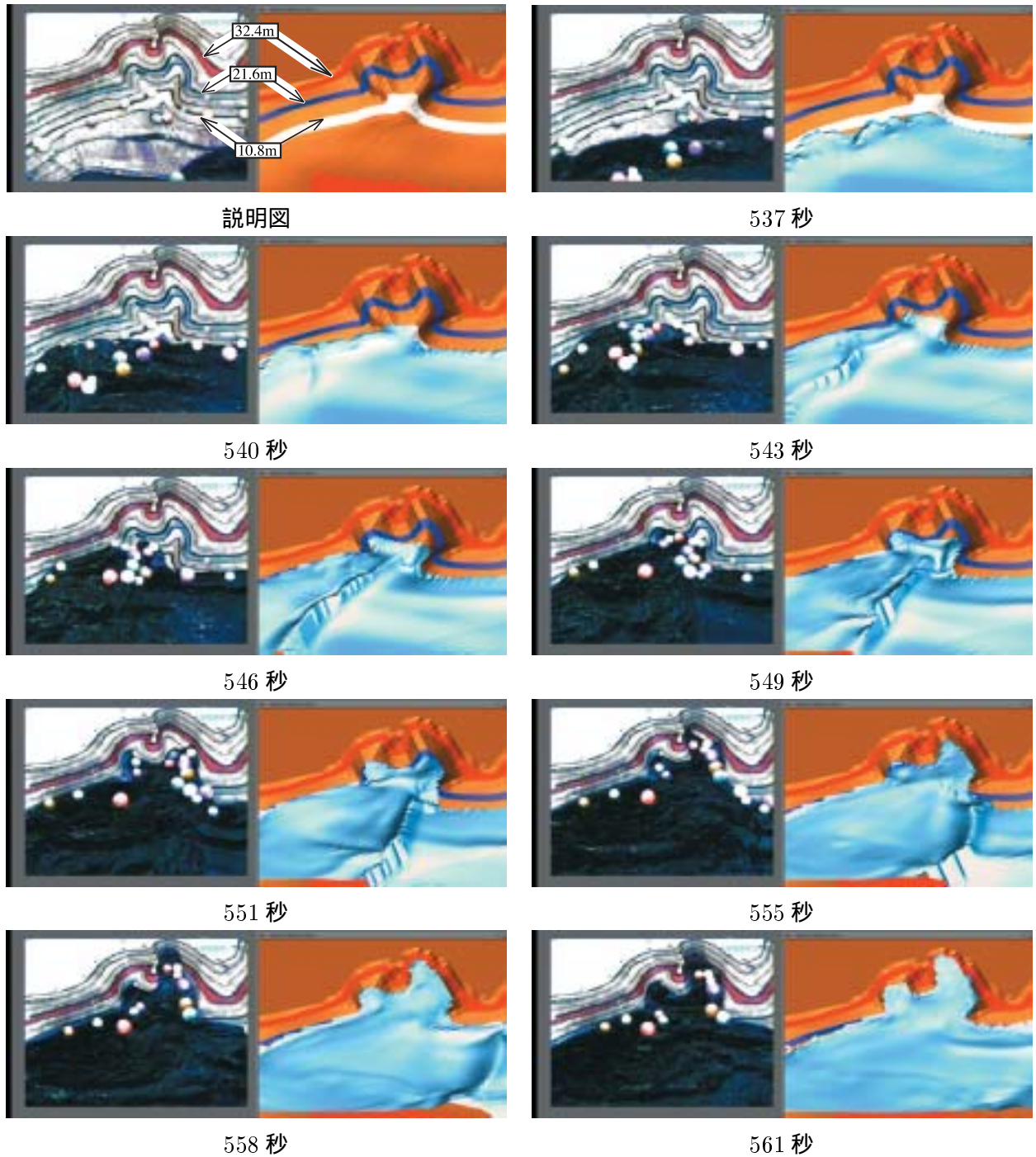


図 5.17: 谷周辺の水面変形の実験との比較

変えて谷奥に進んでいくこと、北側の谷へは南側の谷に向かう流れが間接的に流入しているため、南側に比べて遡上高が小さくなっていることなども実験と一致することが分かる。

このように実験結果と挙動がほぼ一致していること、遡上高が痕跡高が一致していることを考え合わせると、本解析結果は同地震津波の局所的な挙動をかなりの精度で再現できていると考えられ、本解析法の妥当性が明らかになった。また、これらの比較から、ポケットビーチ南側の谷

の入り口（特に南斜面）の形状が，局所的な遡上の直接的な原因となったと考えられる．

(3) 定点での水位，流速変化の考察

図 5.11 および図 5.12 に示した BL, BC, BR, S1, S2 地点での水位時間変動と BL, S1, S2 の各方向流速の鉛直分布時間変化について考察する．

a) BL, BC, BR 地点の考察

図 5.18 に BL (標高-6.33m), BC (標高-2.41m), BR (標高-15.40m) 地点の水位変化および BL 地点の各方向流速の時間変化を示す．

同図から BL 地点の X 方向流速は水位変化に対応して，470 秒までは負の値を持ち，その後反転して最大 10.3m/s 程度 (510 秒頃) の流速を持つ．鉛直分布はおおむね一様であるが，流速値が負から正に反転する過程 (487 ~ 510 秒) で，上層と下層で流速に顕著な鉛直分布が形成される．この時，水位変化の図から分かるように BL 地点の水位が急上昇しており，特に 488 秒では，下層は引き波，上層は押し波になっていることが分かる．

また，Z 方向流速の絶対値は X 方向，Y 方向に比較して小さいが，490 ~ 510 秒では，X 方向と同様に鉛直方向分布が顕著になっている．この原因としては，水位の最大低下時から急激に水

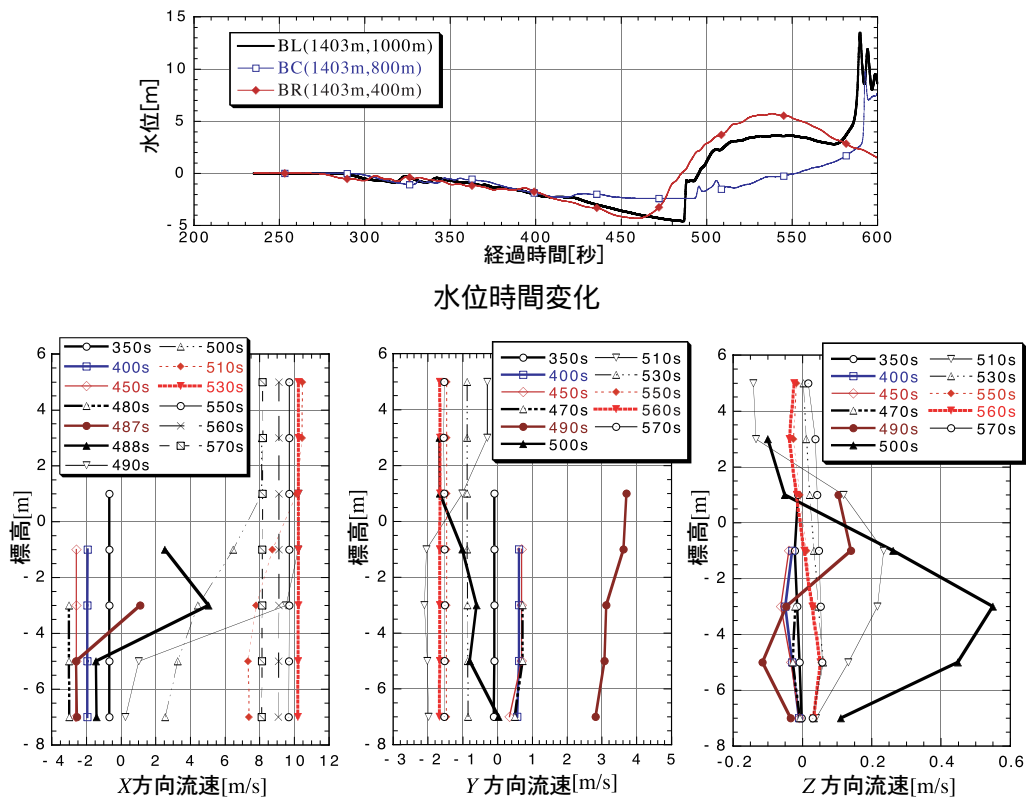


図 5.18: BL, BC, BR 地点の水位時間変化と BL 地点の各方向流速時間変化

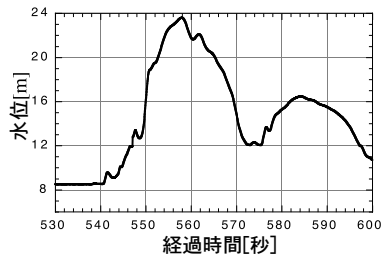


図 5.19: 水位時間変化 (S1 地点)

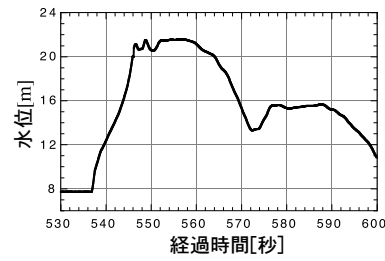


図 5.20: 水位時間変化 (S2 地点)

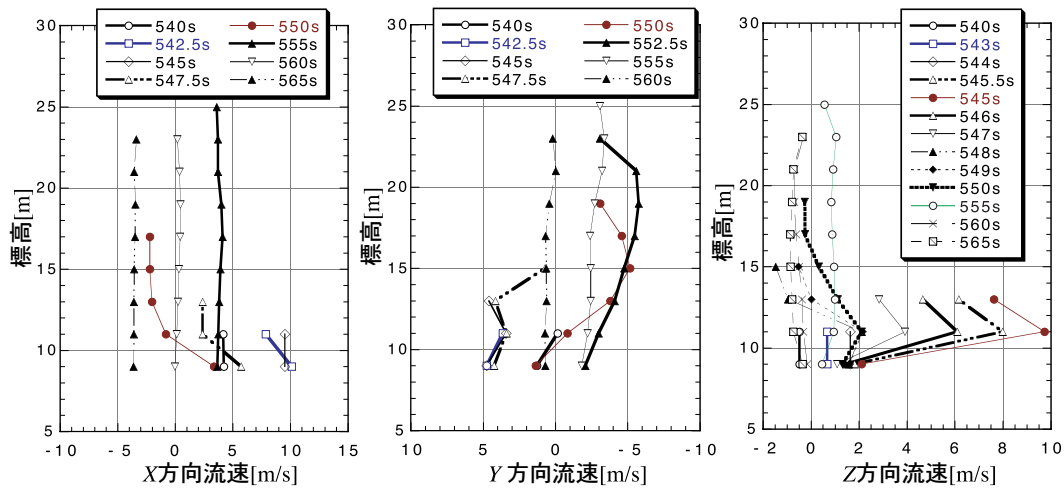


図 5.21: S1 地点の各方向流速の時間変化

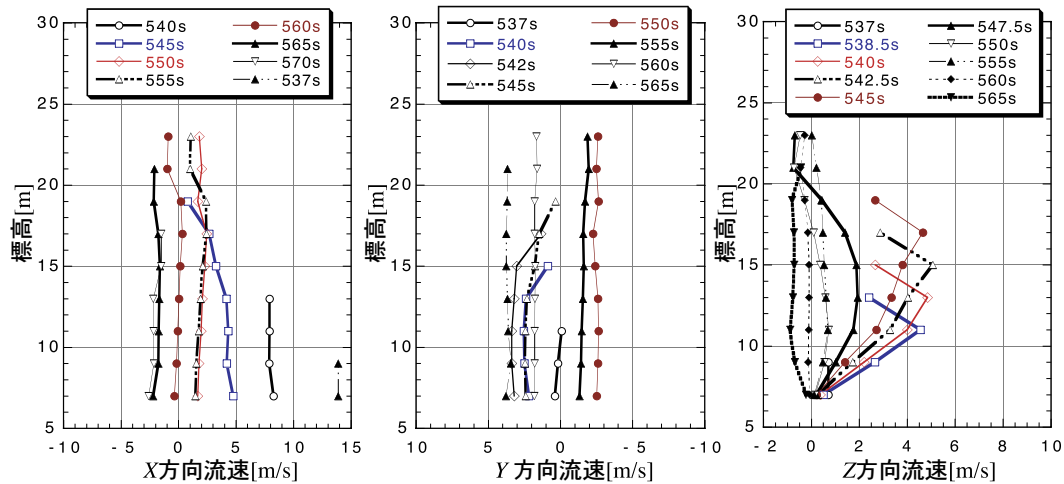


図 5.22: S2 地点の各方向流速の時間変化

位上昇が生ずる際の流速の複雑な鉛直分布が反映していると考えられる。

b) S1, S2 地点

S1(標高 8.52m), S2(標高 7.71m) 地点の水位および各方向流速の時間変化を図 5.19 ~ 図 5.22 に示す。両地点の水位は、540 秒 ~ 560 秒で上昇し、570 秒で低下、580 秒から再び上昇した。最

大遡上時間が 561 秒であるから，前半の山は津波本体，後半の山は谷を遡上した波が戻ってきたものである．

S1 地点には，沖から流れが到達したあと，地形に沿って S2 方向に向かう流れが到達していることが流速変化からも分かり，それらの流れが入れ替わる過程において，水平方向流速の向きが上層と下層で異なっている．

また，Z 方向の流速は，S1，S2 地点ともに上昇局面において，鉛直上向きの値を持ち，その鉛直分布は水深の 1/2 付近の高さに大きな値を持つ．

以上から水平流速の鉛直方向分布はおおむね一様であるが，押し波と引き波がぶつかる等，複数方向の波が合流する地点では鉛直方向に顕著な流速分布が形成されること，各点とも水位が上昇する時点で鉛直方向上向きの流速を持ち，その鉛直分布は水深の 1/2 付近の高さで大きな値を持つことがわかる．このことから，地形の影響を受けて複数方向の波が交差する場合や水位が急激に上昇するような場合の津波挙動を精度良く再現するためには，三次元解析を実施する必要があることが分かる．

(4) メッシュ間隔に関する考察

均等メッシュで同様の解析を行い，部分詳細メッシュの結果と比較した．部分詳細メッシュにおいて最大遡上高となった 561 秒の遡上曲線で比較した結果を図 5.23 に示す．同図から最大遡上

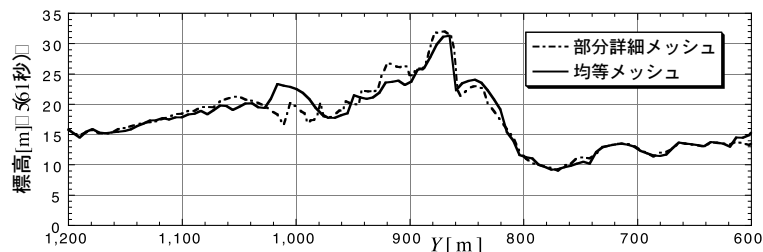


図 5.23: メッシュの違いによる遡上曲線の変化

高は，均等メッシュでも同程度に再現できることが分かる．本研究では，局所遡上現象を精度良く予測するため，他のすべて解析で部分詳細メッシュを用いたが，この比較結果を見る限り，最大遡上高については，均等メッシュでも十分再現可能であることが分かった．

以上，痕跡高や実験結果との比較により本解析法が北海道南西沖地震津波の津波挙動を適切に再現していることが分かるとともに，流速挙動の分析により，遡上域の水位上昇局面では，鉛直流速が大きくなるとともに，その大きさは鉛直方向に一様ではない三次元的な流速分布を持つことがわかった．

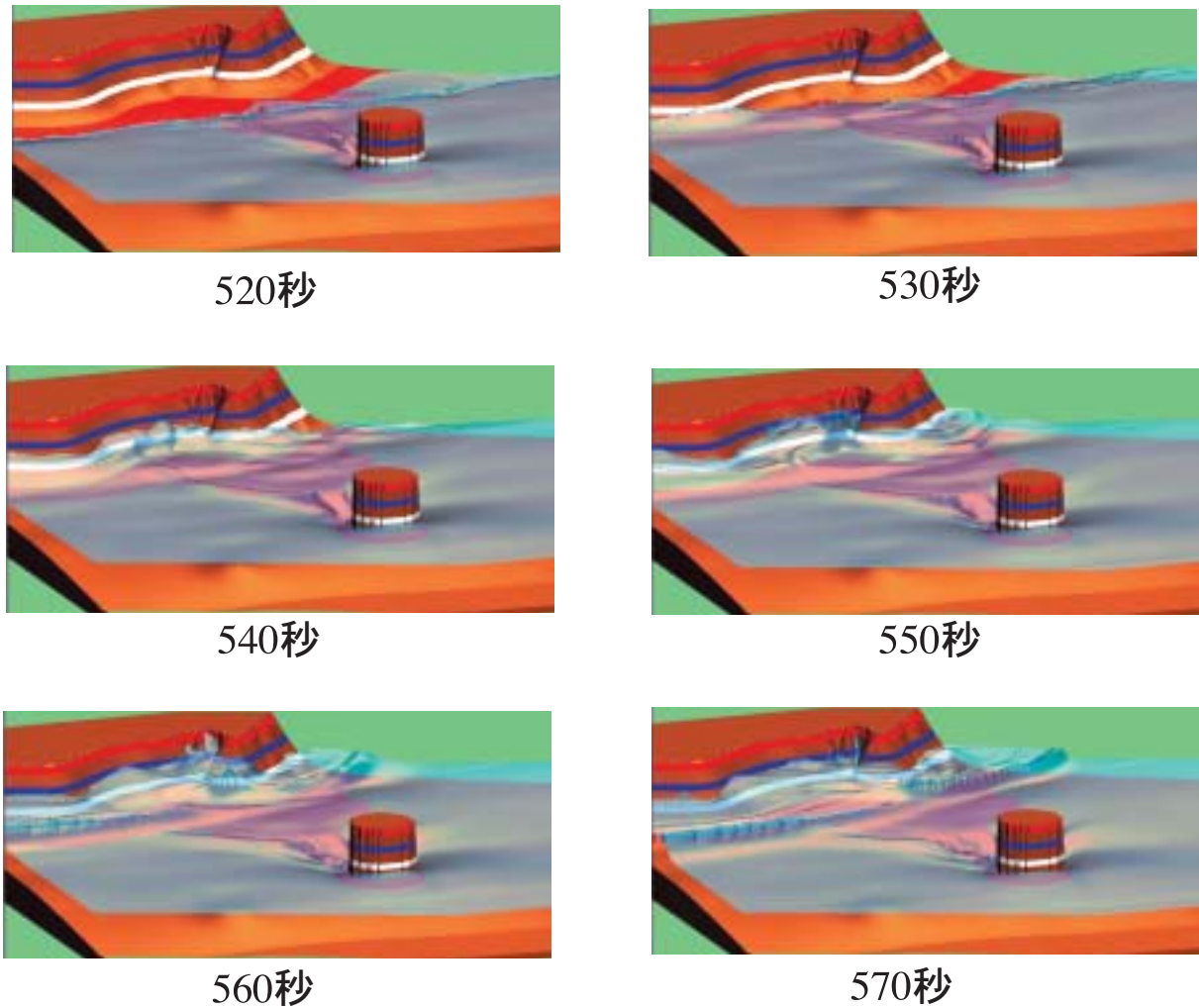


図 5.24: 解析された津波遡上の様子 (全体)

5.3.5 局所遡上要因の検討

前項の実験結果との比較を通して、ポケットビーチ南側の谷の入り口（特に南斜面）の形状が、局所的に高い遡上の直接的な原因となったと推察された。ここでは、前項の解析に加え、地形や入力波条件を変えた解析を行って、局所遡上に至った原因についてさらに検討する。

(1) 解析領域全体水面変形

図 5.24 に解析された津波遡上の全体の様子を示す。同図手前の円柱は無縁島であり、実験模型と同様に標高 0m 以上は円柱で模擬した。また、同図のアニメーションを付属の CD-ROM に収録している。アニメーションや図 5.24 から津波はまず、ポケットビーチ北端のホヤ石岬（ $Y = 1200\text{m}$ 地点）に到達し（530 秒）、ポケットビーチに沿って南側に移動し（540 秒～ 550 秒）、その波が最大遡上した谷の入り口に集まり遡上する（560 秒）ことや最大遡上が発生している時点（560 秒）で

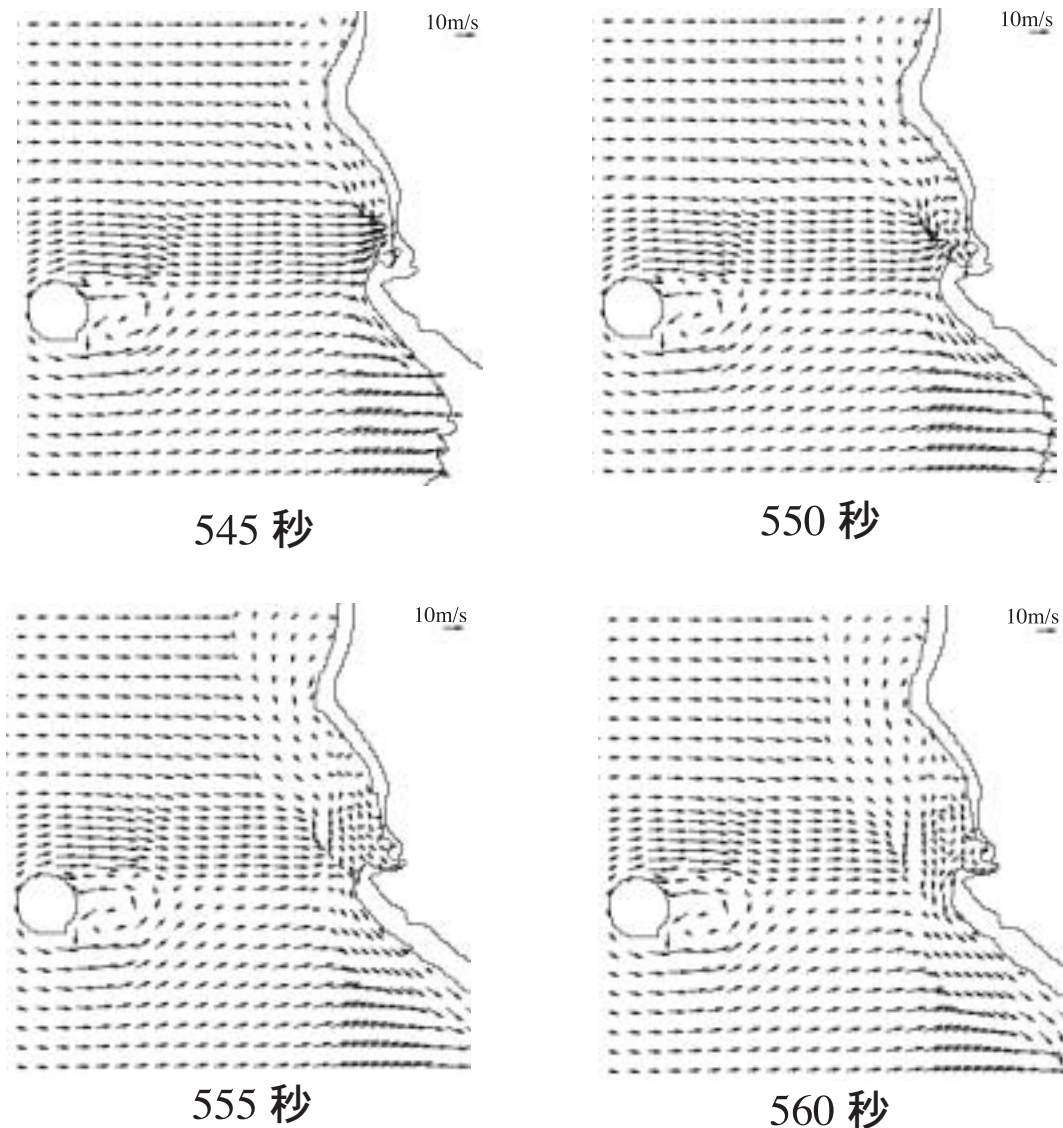


図 5.25: 水平流速ベクトル図

$Y = 1400\text{m}$ ではすでに反射波が生じており, (570 秒) では全体的に大きな反射波となっていることが分かった.

特に, ポケットビーチが津波の来襲を斜め方向から受けるため, 津波の進行とともにビーチに沿って南に向かう流れが自然に生じることが分かった.

(2) 解析領域全体流速ベクトル変化

図 5.25 は最大遡上時の流れの様子を, 鉛直方向に平均した流速ベクトルで表示している. 時間的に見ると, 545 秒では無縁島の両方から来襲した津波が谷の入口に集中し, 550 秒では, ポケットビーチを沿って谷の入り口に向かう流れと合流する. 555 秒では, 合流した流れの一部が谷の奥に向かい, 560 秒では先端部がさらに遡上していく様子が確認できる.

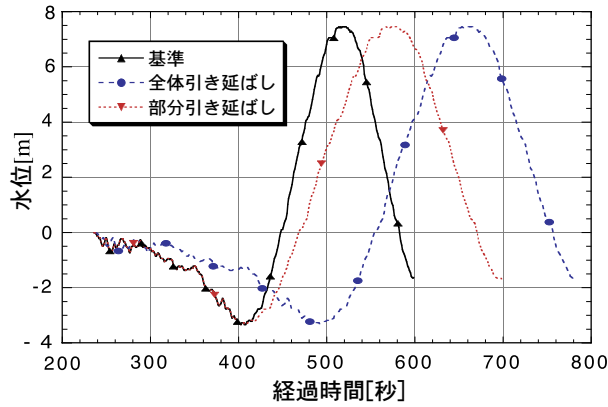


図 5.26: 引き延ばした入力波形

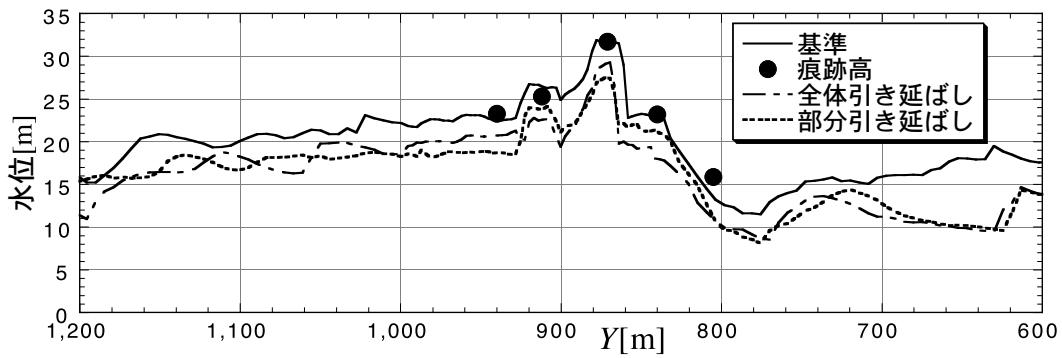


図 5.27: 入力波形を変化させた解析での最大遡上曲線

(3) 入力波形勾配の影響評価

図 5.15 に示した入力波形（以下，基準入力波形）は，波形勾配が大きいことに特徴がある．そのため，より小さい波形勾配を持つ入力波形による解析を行った．用いた波形は基準入力波形の全体を 1.5 倍にした（全体引き延ばし）波形と，立ち上がりの部分のみを 1.5 倍にした（部分引き延ばし）波形とした（図 5.26 参照）．両ケースの解析結果のアニメーションを付属の CD-ROM に収録している．アニメーションから分かるように，津波がホヤ石岬に到達したあと，ポケットビーチに沿って南に向かい，谷で最大遡上となる過程は基準のケースとほぼ同一である．

最大遡上曲線の比較を図 5.27 に示す．同図より，波形勾配が緩くなると全体的に遡上高が低くなり，最大遡上高さも 30m を越えないことが分かる．

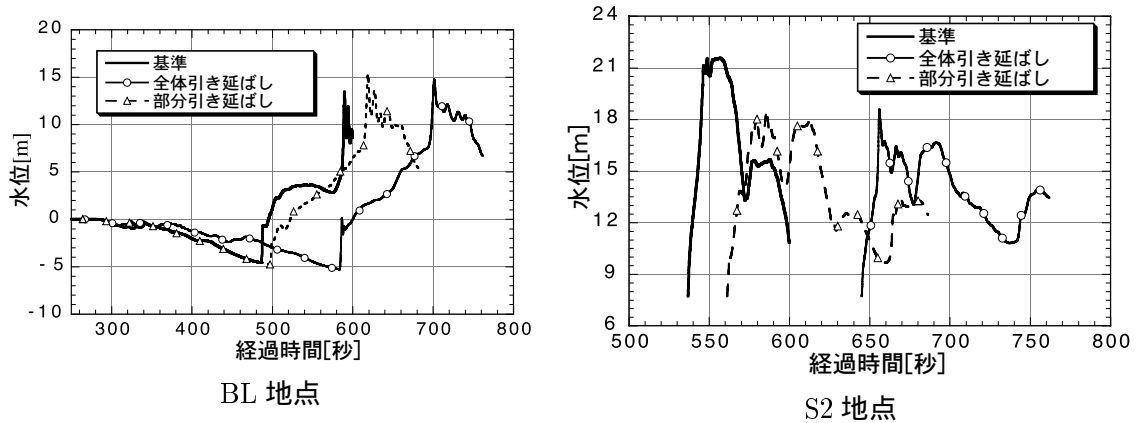


図 5.28: 入力波形を変化させた解析での水位変化

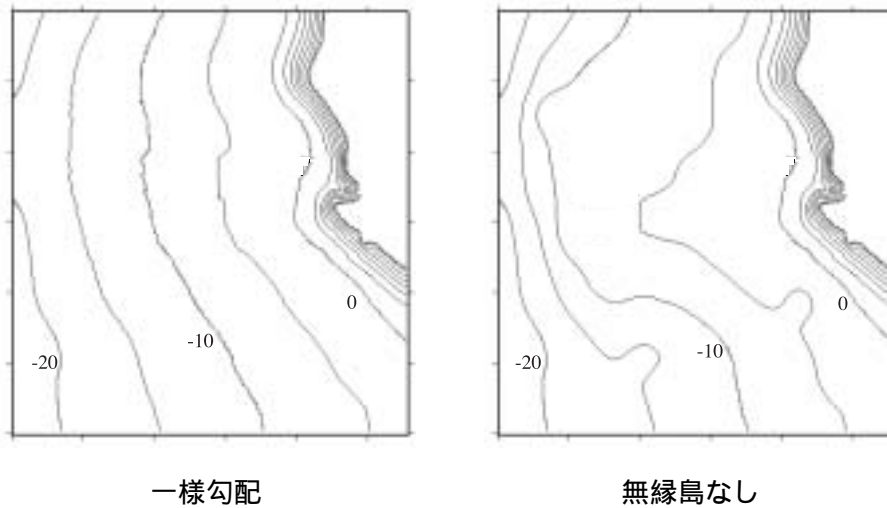


図 5.29: 変更した解析地形

また、図 5.28 に BL,S2 地点の水位変化を示す。同図から入力波の周期を 1.5 倍にしたケースは、基準のケースに比べて、水位変化のパターンが若干異なるとともに、S2 地点では水位のピークが低くなる。一方、部分引き延ばしと全体引き延ばしでは、時間差を除けば、ほぼ同様な水位変化を示す。

(4) 周辺地形の影響評価

遡上高と周辺海底地形との関係を調べるため、図 5.11 に示した解析地形を基準地形とし、周辺の海底を概ね一様勾配とした解析（一様勾配）地形と無縁島のみを取り除いた解析（無縁島無し）地形を用いて解析した。それぞれの地形を図 5.29 に示す。両ケースの解析結果のアニメーションを付属の CD-ROM に収録している。アニメーションから分かるように、海岸に向かうまでの水面変形は異なるものの、津波がホヤ石岬に到達してから最大遡上となる過程は基準のケースとほぼ同一である。図 5.30 に最大遡上曲線の比較結果を示す。最大遡上曲線は地形が変化しても最大遡

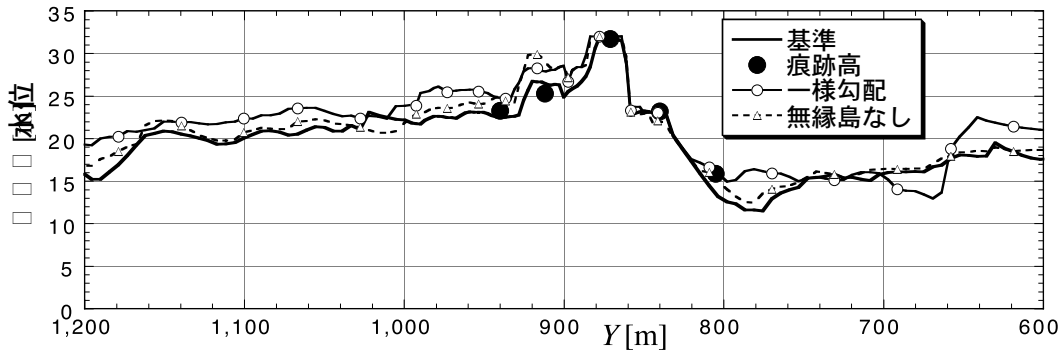


図 5.30: 海底地形を変化させた解析での最大遡上曲線

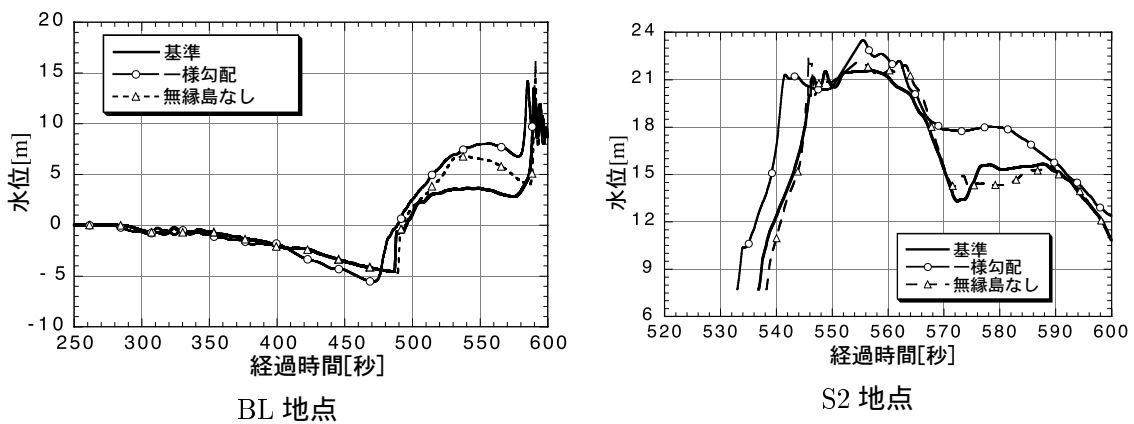


図 5.31: 海底地形を変化させた解析での水位変化

上高さは変化せず，北の谷での遡上高さが基準よりも高くなっている．また，谷を除くポケットビーチ背後の崖（ $Y=920\text{m} \sim 1150\text{m}$ ）では，一樣勾配の遡上高が大きくなっている．

図 5.31 に BL, S2 地点の水位変化を示す．水位は両地点とも地形の違いに関わらず，同様の変化を示す．BL 地点では基準のケースか他のケースよりピーク水位が低い．S2 地点では水位変化の様子がほぼ同一でピークの値のみ若干異なる．

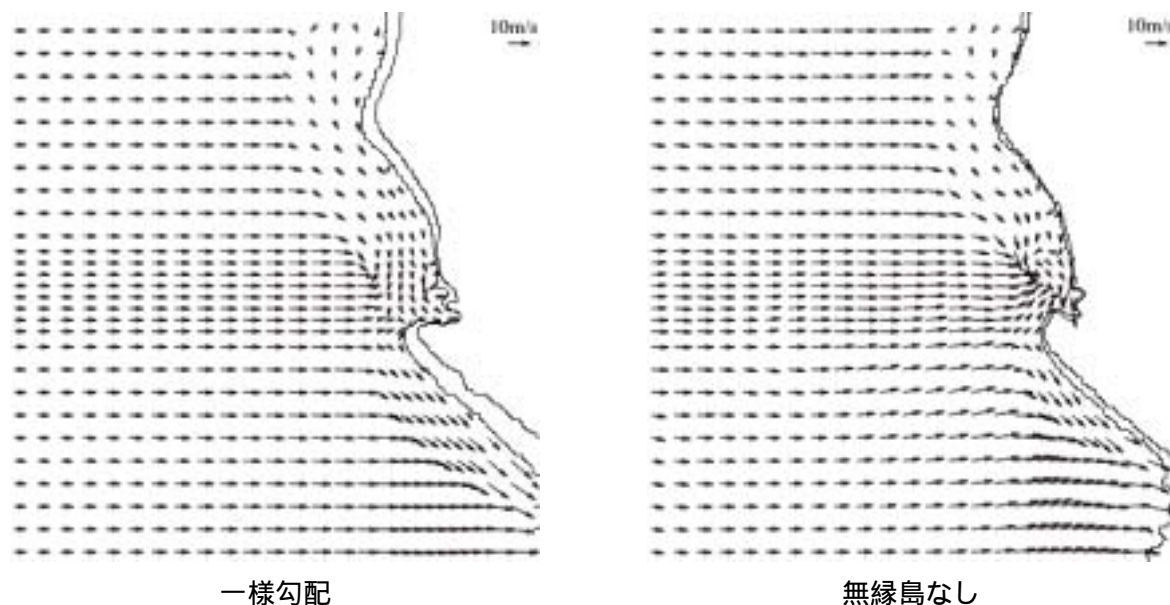


図 5.32: 水平流速ベクトル図 (T=550 秒)

図 5.32 に 550 秒での水平流速ベクトル図を示す。基準地形では無縁島を回り込むように流れていたが (図 5.25 参照), 一様勾配とした地形では津波はほぼ直進し, 無縁島のみ取り除いた地形では若干ポケットビーチ方向に向かう流れとなっている。このようにポケットビーチ前面での流れが異なっているが, 最大遡上高には影響がない。

以上から, 局所遡上に関して, ①ポケットビーチと津波来襲向きとの関係および谷の形状が局所遡上を含む陸上部の津波挙動を決定していること, ②波形勾配が大きくなると最大遡上高が 30m に達しないこと, ③無縁島を含めた周辺の海底地形は最大遡上高に影響を与えないことが分かった。

5.4 まとめ

日本海中部地震津波を対象として港湾技術研究所で実施された水理実験, 北海道南西沖地震津波の痕跡高および同地震津波を対象として電力中央研究所で実施した実験結果と比較することにより本解析法の津波現象の再現・検証に対する有効性を検証した。その結果を以下に示す。

- (1) 日本海中部地震津波を対象に運輸省港湾技術研究所で行われた実験を造波板から津波遡上域まで模擬した条件で鉛直二次次元解析を行い、実験結果と比較した。その結果、同地震津波の特徴である「津波が段波的になりその進行に伴い分裂して非線形分裂波列からなる波状段波に移行する現象」や遡上高を精度よく再現できることが分かった。
- (2) 北海道南西沖地震津波を対象に電力中央研究所が大型造波水路を用いて実施した 1/400 スケールの無歪み津波実験と同条件の地形および入力波形を用いて、三次元解析を行った。そ

の結果、同地震津波の特徴である「周囲が23m程度の中で局所的に30m以上遡上した現象」を定量的に再現していることを痕跡高との比較により確認するとともに、ポケットビーチに沿った波が谷に向かい、最大遡上高が発生した谷奥を遡上していく様子など実験で再現された特徴を解析できることが分かった。

- (3) 上記(2)の三次元解析および、入力波形勾配や海底地形形状を変化させた解析により北海道南西沖地震時の津波挙動を検証をした結果、藻内地区の局所的な遡上に関し、①ポケットビーチと津波来襲向きの関係および谷の形状が陸上部の津波挙動を決定していること、②波形勾配が大きくなると遡上高が30mに達しないこと、③無縁島を含めた周辺の海底地形は最大遡上高に影響を与えないことが検討の結果分かった。

以上のことから、本解析法は、津波現象の再現・検証に対して有効であることが分かった。

第6章 水温・濁質挙動を含む貯水池内三次元流動への適用

6.1 はじめに

揚水発電所は上部貯水池と下部貯水池の間を水路で接続し，昼間の電力需要が多いときに上部貯水池から下部貯水池に水を落として発電し，電力需要の少ない夜間に下部貯水池から上部貯水池に揚水運転により水を汲み上げて，ふたたび昼間の発電に使うというように一定量の水を繰り返して使用するシステムである．

また，揚水発電所は発電出力が大きいため使用水量が $300 \sim 600\text{m}^3/\text{s}$ 程度と非常に多く，かつ運転時間を 8 時間程度確保するため貯水池の容量が一般の水力発電所に比べて大きい．

以上のような特徴を有する揚水発電所貯水池に，上流域から降雨に伴って大量の濁水が流入した場合には，微粒（10 ミクロン以下）の濁質が長期に亘り浮遊滞留することにより貯水池内平均濁質濃度の高い状態が継続し，その結果下流河川が長期に亘って濁ることがある．

このような濁水長期化現象を軽減するため，電力会社では揚水運転を自主的に規制するケースが生じている．

一方，近年の電力需要の昼夜の格差拡大に伴う大型火力，原子力等のベース電源との組み合わせによる効率的な発電運用，さらに非常用電源としての起動性の良さ等から，揚水発電所の運転時間はここ十数年間で約 2 倍にも増加しており，電力の安定供給上その重要性はますます増大している．

本章では，揚水運転時の大流量の放流が貯水池内に浮遊滞留している濁質の巻き上げ挙動や濁水長期化現象に与える影響を定量的に検討するため，第 2 章で述べた解析手法に水温・濁質濃度の挙動評価を組み込んだ予測手法を開発し，その妥当性を現地測定結果および水理模型実験結果を用いて検証する．また，高瀬貯水池に適用して，揚水時，発電時の濁質挙動の特徴を把握した上で，運用方式による濁質挙動の制御の可能性について考察する．

貯水池における濁質挙動予測については，これまで幾つかの手法が開発されている．その代表的なものの一つに（財）電力中央研究所が開発した鉛直一次元解析法 [24] があり，長期的な水温・濁質濃度変化の予測手法として多くの水力発電所に適用されている．また，二次元解析法としては，岩佐らが開発した鉛直二次元解析法 [25][26] があり，河川からの濁水の流入過程とそれに伴う成層の変化等，洪水後の濁水長期化現象の解析に用いられている．さらに，三次元解析法の開発 [27] が行われつつあるが，揚水発電所で見られる以下のような現象を高い精度で予測できる手法

はこれまでに開発されていない。

- ・揚水運転時の貯水池内流況は、洪水並の大流量放流が水中噴流となり、地形の影響を受けた循環流を伴う複雑な三次元乱流となる。
- ・貯水池内の流動は、貯水池内水温分布および上部貯水池と下部貯水池の水温差に大きく影響される。
- ・濁水流入後、貯水池内の場所による濁質濃度差は非常に大きくなるため、濁質による密度変化が流れに与える影響を無視できない。
- ・取水口からの水中噴流が貯水池下層に浮遊滞留している濁質を巻き上げて、貯水池上層の濁質濃度を上昇させるとともに、下層の濁質濃度を低下させる。
- ・揚水運転は通常深夜に8時間程度行われるが、その間水位が数メートルから数十メートル上昇し、また、揚水流量も時間的に変化するため、貯水池内の流況は絶えず変化する

そこで、下記の機能を実現可能な予測手法を開発した。

- ・詳細な解析メッシュ上での密度変化を考慮した三次元乱流解析により、水中噴流とそれに伴う循環流の再現、水温・濁質挙動による密度変化と流れの相互作用を精度よく評価する。
- ・下層に浮遊滞留している濁質の巻き上げに影響を与える鉛直方向の流速は、静水圧近似を用いない鉛直方向運動方程式により直接解析する。
- ・下層に浮遊滞留している濁質の巻き上げに影響を与える乱流拡散を精度よく再現するため、乱流量と鉛直方向の密度差を考慮して、渦動粘性係数を変化させる。
- ・水面の解析法にVOF法を用いることにより、揚水運転に対応した貯水池全体の水位上昇および噴流近傍の部分的な水面変動を精度よく再現する。

6.2 予測手法の開発

6.2.1 基礎方程式

貯水池水の密度変化と流れの相互作用を適切に評価するために、流速、圧力、貯水池水密度の変動を考慮した基礎方程式((2.12) 式 ~ (2.18) 式) と水温・濁質の移流拡散方程式を用いて貯水池水の流動および水温・濁質挙動を予測する。

本予測手法では密度を水温と濁質濃度のみの関数として圧縮性の効果を無視する。すなわち貯水池水の密度 ρ [kg/m³] は水温 T [] および濁質濃度 C [kg/m³ = 10³ mg/ℓ] を用いて

- ・水温 T と濁質濃度 C と貯水池水密度 ρ の関係式

$$\bar{\rho} = \rho_0(\bar{T}) + \left(1 - \frac{\rho_0(\bar{T})}{\rho_{sd}}\right) \bar{C} \quad (6.1)$$

により定まるとする．ここで， $\rho_0[\text{kg/m}^3]$ ：清水の密度， $\rho_{sd}[\text{kg/m}^3]$ ：濁質粒子の密度であり，清水の密度 ρ_0 と水温 T の関係は物性値表から近似した次式で与える．

$$\rho_0(T) = 4.0704 \times 10^{-5} T^3 - 7.7617 \times 10^{-3} T^2 + 5.5301 \times 10^{-2} T + 999.91 \quad (6.2)$$

変動を考慮した水温・濁質濃度の移流拡散方程式を以下に示す．

- ・水温 T の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{T} \cdot \bar{w}_j - \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \overline{T'w'_j} \right) = 0 \quad (6.3)$$

- ・濁質濃度 C の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{C} \cdot \bar{w}_j + \bar{C} \cdot \bar{w}_j - \beta \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} + \overline{C'w'_j} \right) = 0 \quad (6.4)$$

ここに $\alpha[\text{m}^2/\text{s}]$ ：熱拡散率， $\beta[\text{m}^2/\text{s}]$ ：濁質拡散率， $w_j[\text{m/s}]$ ：濁質の沈降速度であり，また，沈降速度 $w_j = (0, 0, -w_0)$ は貯水池内の濁質粒径を一樣粒径 d として扱うことが可能で，粒子レイノルズ数 $Re(w_0 d/\nu)$ が 1 以下のとき，

$$\bar{w}_0 = \frac{g}{18\nu} \frac{\rho_{sd} - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \cdot d^2 \quad (6.5)$$

と表せる．また乱流拡散項は，

$$-\overline{T'w'_j} = \frac{\dot{\nu}_t}{Pr_T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (6.6)$$

$$-\overline{C'w'_j} = \frac{\dot{\nu}_t}{Pr_C} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \quad (6.7)$$

とする．ここで， $Pr_T = 1./1.6[28]$ ， $Pr_C = 1./1.2[29]$ とした．

以上の (2.12) 式～ (2.18) 式，(6.2) 式，(6.1) 式～ (6.7) 式を必要に応じて離散化して予測に用いる．

6.2.2 密度成層度の渦動粘性係数 ν_t への影響

乱れエネルギーに対する密度成層の強さを表す無次元数として，局所 Richardson 数

$$Ri = -\frac{g}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_3} / \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} \right)^2 \quad (6.8)$$

がよく用いられる．これは，浮力による乱流エネルギーの消滅と剪断力による乱流エネルギーの生成の比を密度勾配，流速勾配で表したものである．

牛島 [28] は (2.18) 式中の B を

$$B = 25Ri = -25 \frac{g}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_3} / \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} \right)^2 \quad (6.9)$$

とすると渦動粘性係数 ν_t が牛島が実施した実験結果 [28] をよく再現することを明らかにしている。しかし、本手法に (6.9) 式を適用したところ同式中の流速勾配が大きく変動し、安定に計算できなかった。一方、Launder[30] は、 $\partial \bar{u}_1 / \partial x_3$ の代わりに同じ次元を持つ ε/k を用いて

$$B = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_3} / \left(\frac{\varepsilon}{k}\right)^2 \quad (6.10)$$

とする式を提案している。この式も牛島の実験結果をよく再現する [28]。密度が変化する場合の乱流エネルギー \dot{k} および乱流エネルギー散逸率 $\dot{\varepsilon}$ (5 ページ参照) を代入して用いたところ安定に計算できたため、本手法ではこの方法を用いた。

6.2.3 境界条件

境界条件は①濁質を底面境界において沈降速度に従って解析領域外に沈降させたこと、②取水口内部の流体境界において取水口直後 (10m) の流速分布が実測と一致するような流入流速および乱流境界条件を与えたことを除いて第2章で述べたものと同様である。なお、対象貯水池では、底面に高流速が到達しないため、底面に到達した濁質の巻き上げは考慮せず、巻き上げの対象を貯水池内に浮遊滞留している濁質のみとする。

6.3 予測手法の検証

本予測手法を高瀬貯水池に適用して、手法の妥当性を検証した。この検証では、流況および流速の現地測定結果と本予測手法を用いた解析結果を比較した後、小規模な洪水が発生した翌日の揚水運転を対象として運転前後に実施した水温・濁質濃度分布の現地測定結果と解析結果を比較した。また、複数の異なる初期水温・濁質濃度分布条件下での挙動を検証するため、濁水流動の水理模型実験結果と比較した。

6.3.1 対象貯水池の概要

対象とした高瀬貯水池は出力 128 万 kW の新高瀬川発電所 (混合揚水式) の上部貯水池である。流域の概要を図 6.1、関連する諸元を表 6.1 に示す。

取水口はダム直上流の右岸側に位置しており、1号取水口 (ダム堤体側) および 2号取水口 (上流側) の二基が設置され、各取水口にそれぞれ二台の水車発電機 (一台あたりの最大揚水流量 $110\text{m}^3/\text{s}$) が接続されている。H.W.L (標高 1278m) での貯水池の形状を図 6.2 に示す。

6.3.2 解析範囲およびメッシュ分割

解析範囲は揚水運転時の流況分布を考慮して、取水口、ダム堤体および取水口の対岸を含むおよそ $300\text{m} \times 700\text{m}$ の領域とした (図 6.2 参照)。解析地形は、貯水池地形を測量図から、取水口部

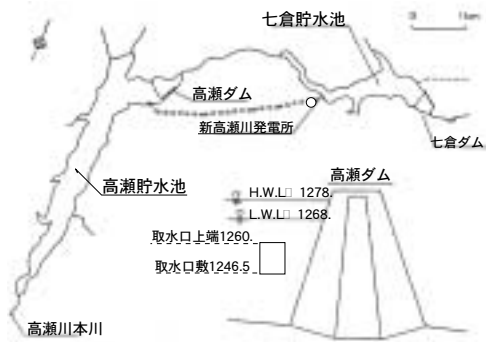


図 6.1: 高瀬流域概要図

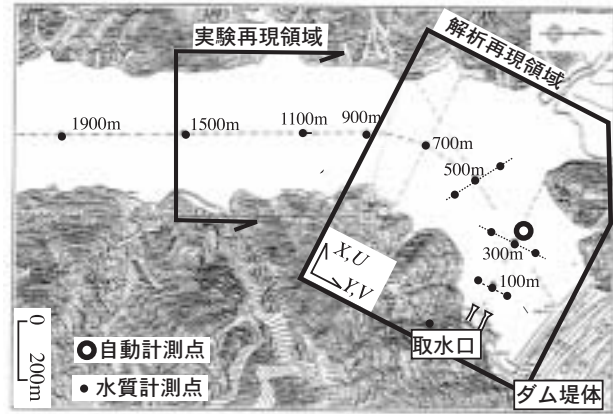


図 6.2: 高瀬貯水池

表 6.1: 高瀬ダム貯水池および発電所諸元

高瀬ダム	種類	ロックフィルダム	取水口	取水口数	2門
	高さ	176m		形状寸法 (幅)	15.5m
	ダム天端標高	E.L.1280m		形状寸法 (高さ)	13.8m
高瀬貯水池	総貯水量	76,200,000m ³	新高瀬川発電所	敷標高	E.L.1246m
	有効貯水量	16,200,000m ³		最大出力	128万kW
	利用水深	10m		最大使用水量 (発電時)	660m ³ /s
	高水位(H.W.L)	E.L.1278m		最大使用水量 (揚水時)	440m ³ /s
	低水位(L.W.L)	E.L.1268m		有効落差	243.6m
	湛水面積	1.78km ²			
湛水長	4.95km				

を設計図から読みとり作成し，座標系は X 軸を取水口中心軸に合わせた三次元座標系とした．解析メッシュ図を図 6.3 に示す．解析メッシュは取水口からの高流速水中噴流部およびその周辺を細かくした可変メッシュとし，総メッシュ数は 1,031,888 (X 方向 164 × Y 方向 143 × Z 方向 44)，メッシュ間隔は X 方向 5m， Y 方向 3.1 ~ 10m (平均 6.23m)， Z 方向 1.9 ~ 10m (平均 2.76m)

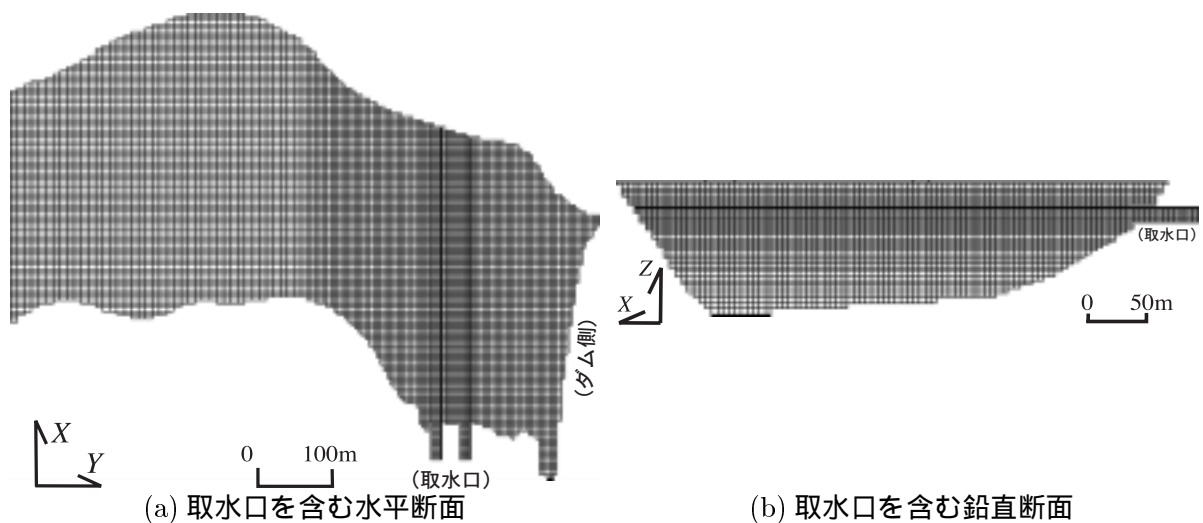


図 6.3: 解析地形メッシュ図

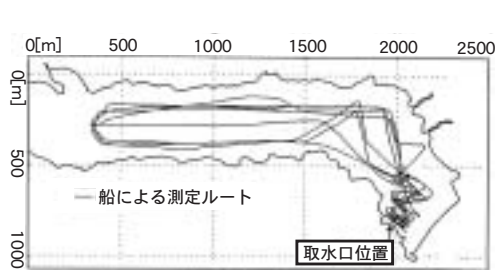


図 6.4: 水平流況測定説明図

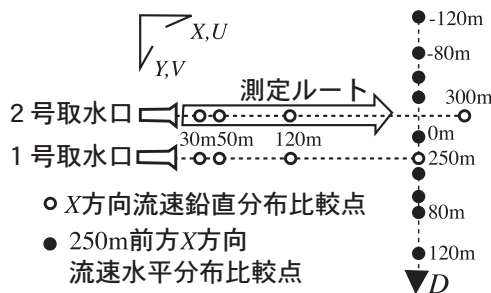


図 6.5: 定点流速分布，鉛直流況測定説明図

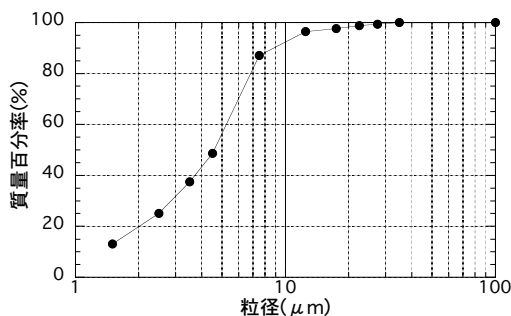


図 6.6: 現地粒度分布図

とした。

6.3.3 現地測定結果と解析結果の比較

(1) 実測の概要

揚水時の貯水池内の水平流況測定を 1997 年 8 月 30 日，揚水運転時の取水口前面における定点流速分布測定，鉛直流況測定，濁水中の懸濁質粒度分布測定および水温・濁質濃度測定を 1998 年 9 月 15 日～ 21 日に行った。

流況測定および定点流速分布測定は，観測船をトランシット（TOPCOM 社製）による直線誘導と光波測距儀（ジオメーター社製）による距離誘導を併用して陸上からトランシーバにより測定位置に誘導し，超音波ドップラー流速計（RDI 社製）を用いて行った。測定は午前 6 時から 8 時にかけて行なった。流況測定は観測船を航行させながら，水平流況測定は水深方向に 10m ピッチ，鉛直流況測定は水深方向に 2m ピッチで流速値を測定した。また，定点流速分布測定は各定点ごとに 10 分間停止して水深方向に 2m ピッチで測定した。水平流況測定ルートを図 6.4 に，定点流速分布測定の計測点，鉛直流況測定ルートを図 6.5 に示す。高瀬貯水池，七倉貯水池（下部貯水池）では，両貯水池内にそれぞれ設置されている自動計測点（高瀬貯水池については図 6.2 参照）において水温・濁質濃度鉛直分布を計測しているが，さらに空間的な分布を把握するため，1998 年 9 月の測定期間中の 8 時と 15 時に高瀬貯水池の水質計測点（図 6.2 参照）において水温・濁質濃度分布の測定を行った。濁質濃度は光透過式濁度計，水温をサーミスタを用いて計測した。

濁水中の懸濁質の粒度分布測定の結果，高瀬貯水池内の濁質は図 6.6 に示すような粒度分布を持ち中央粒径は $4.8\mu\text{m}$ であった。

表 6.2: 検証解析の概要 (現地測定結果との比較)

ケース名	測定日	解析との比較項目	揚水水温	揚水濁質濃度
現地解析 1	1997.8.30	揚水時の貯水池内の水平流況測定	12.5	21mg/ℓ
現地解析 2	1998.9.17	揚水前後 (前日 15 時, 当日 8 時) の水質比較	15.5	22mg/ℓ
現地解析 3	1998.9.18	揚水時の X 方向流速横断分布定点測定 (40m 間隔)	12.0	20mg/ℓ
"	1998.9.15	揚水時の X 方向流速横断分布定点測定 (60m 間隔)	12.0	20mg/ℓ
現地解析 4	1998.9.19	揚水時の X 方向流速縦断分布定点測定および鉛直流況測定 (2 号取水口前面)	12.5	19mg/ℓ
現地解析 5	1998.9.21	揚水時の X 方向流速縦断分布定点測定 (1 号取水口前面)	12.0	20mg/ℓ

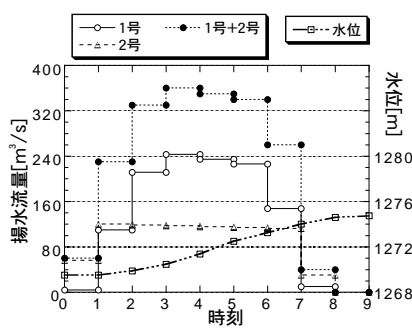


図 6.7: 1997年8月30日運用データ

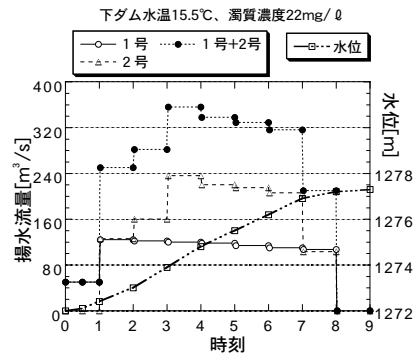


図 6.8: 1998年9月17日運用データ

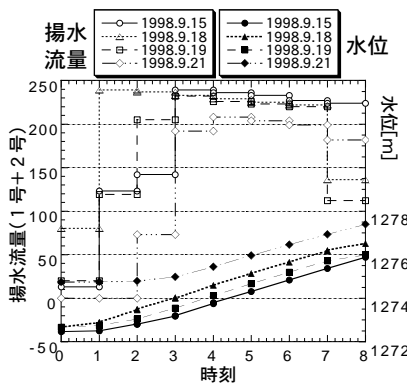


図 6.9: 流速測定時運用データ

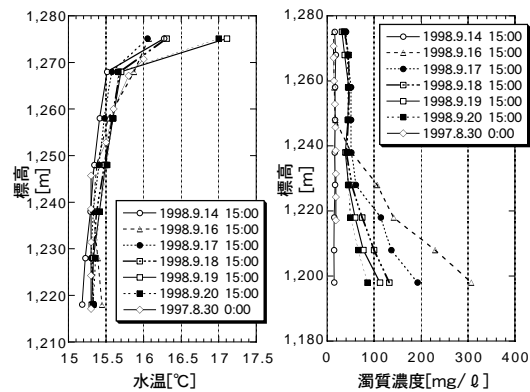


図 6.10: 現地水質測定結果

(2) 検証解析の概要

検証解析ケースと比較対象とした計測項目および揚水の水質条件を表 6.2 に示す。検証解析は図 6.7, 図 6.8, 図 6.9 に示す運用データに基づく水位, 流量条件で行った。この際, 解析範囲の上流側境界 (液液境界) における平均水位を運用データに合わせた。また, 図 6.9 に示した日時の運用では 1 号取水口, 2 号取水口ともほぼ同じ揚水流量であった。水温・濁質濃度分布の初期条件は揚水運転前日の 15 時に測定した結果をもとに作成した。実測結果を図 6.10 に示す。同図のうち, 1997 年 8 月 30 日 0 時のデータは自動計測点で測定された値であり, 1998 年 9 月のデータは水質

計測点(全14点)の計測値を標高別に平均した値である。1998年9月16日のデータに基づいて水温・濁質挙動を比較した現地解析2の初期条件は水質計測点の空間的な配置を考慮して作成し、他の解析の初期条件は標高別に平均した分布を解析範囲全体に与えて作成した。また、流入水の水質は七倉貯水池での現地測定結果から定め、濁質粒子は現地の中央粒径である $4.8\mu\text{m}$ の一樣粒径を持つものとした。

(3) 流況の比較

図6.11は1997年8月30日の水平流況測定で得られた揚水時の表層(標高1270m)での流動形態、図6.13は1998年9月19日の鉛直流況測定で得られた2号取水口前面の流動形態である。

取水口からの噴流が対岸に達したあと、ダム側に旋回する流れと上流に向かう流れに別れること、上流に向かった流れの一部は旋回し取水口に向かうことが観測されている。このように地形の影響を受けた流れの特徴は他の揚水発電所でも見られる[34]。

また、取水口からの速い流れは水面近くを流れ、取水口より底層では方向の定まらない小さな流速となることが観測されている。

図6.12は現地解析1から得られた午前7時時点の水平断面(表層レベル:標高1270m)での流況であり、図6.14は現地解析3から得られた鉛直断面(2号取水口中央)での流況である。両図から検証解析結果は現地において測定された揚水運転時の貯水池内の流れの全体的な特徴をよく再現している。

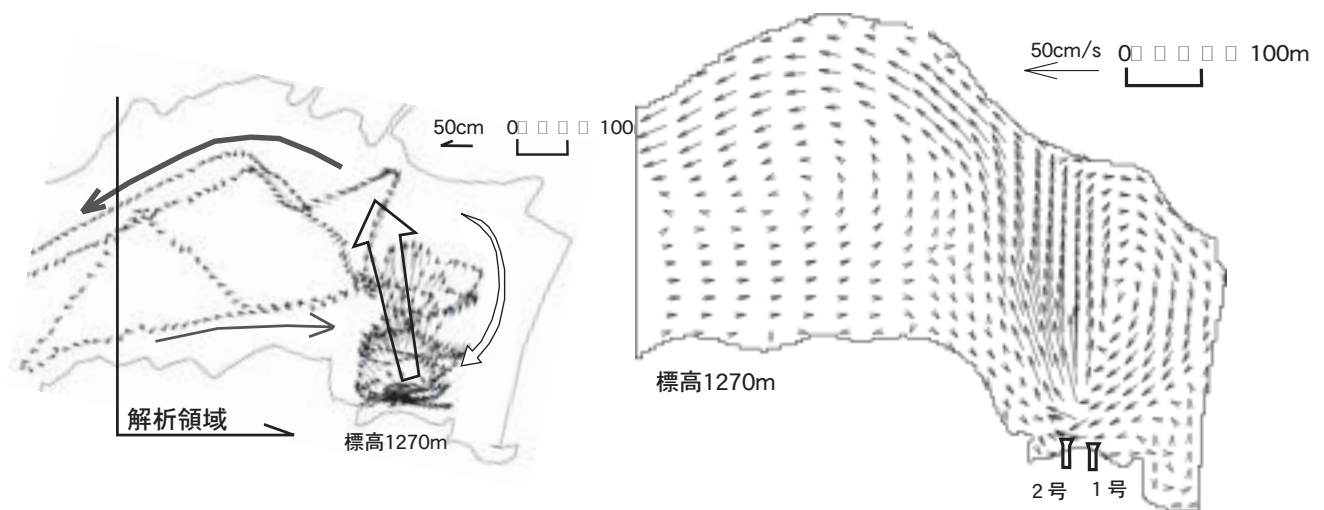


図 6.11: 実測流況(水平断面)

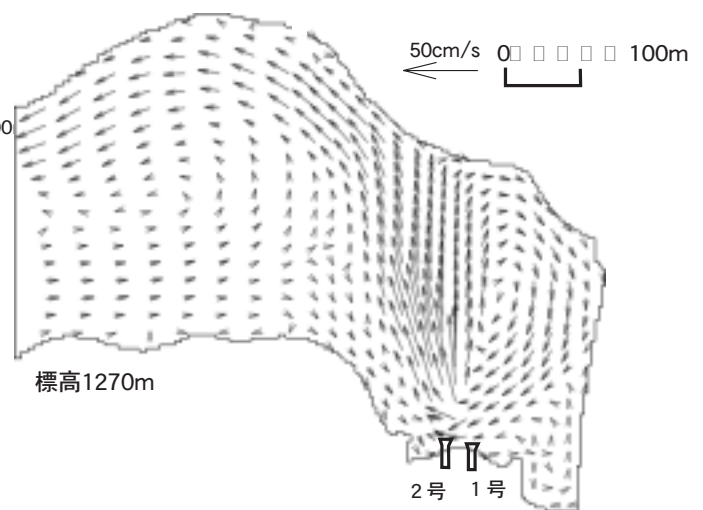


図 6.12: 現地解析1の流況



図 6.13: 実測流況(2号取水口中央)

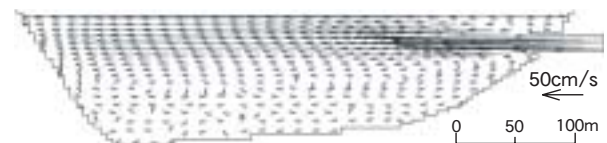


図 6.14: 現地解析3の流況(2号取水口中央)

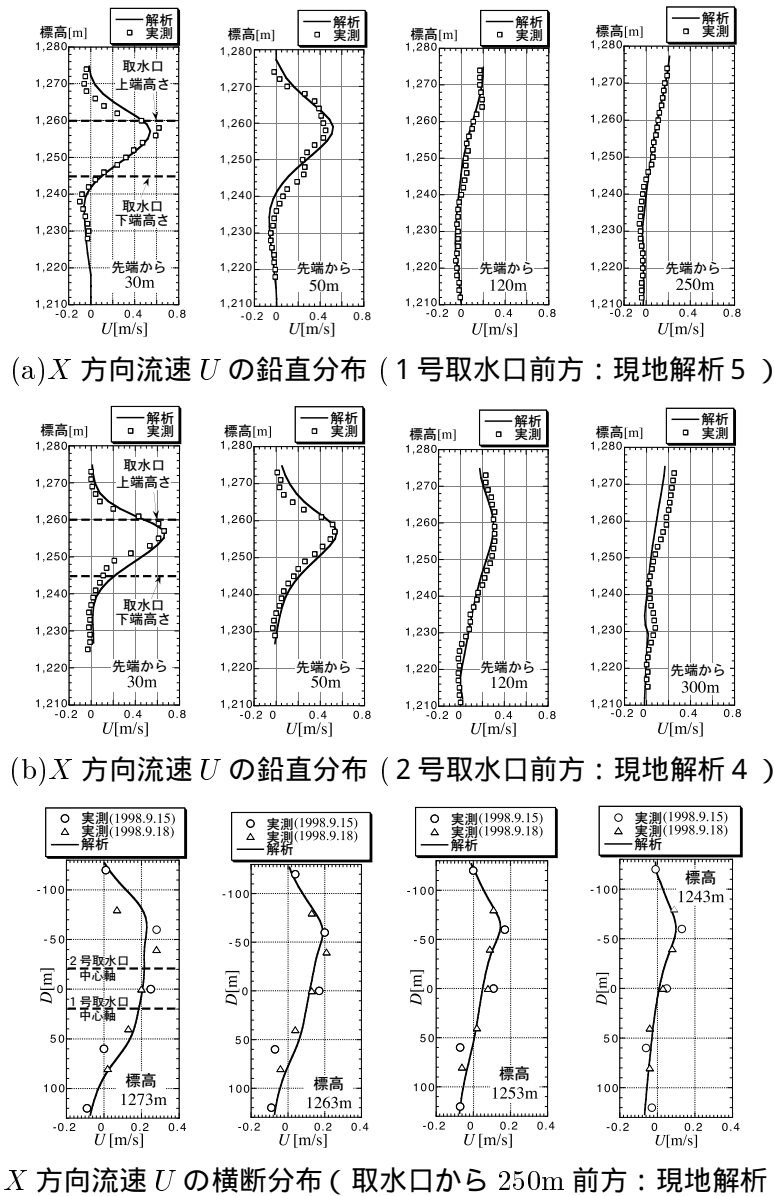


図 6.15: 流速分布の実測と解析の比較

(4) 流速分布の比較

図 6.15(a), (b) はそれぞれ, 1998 年 9 月 21 日, 19 日の実測結果と検証解析結果 (現地解析 5 および 4 : 午前 7 時時点) の比較である. また, 図 6.15(c) は 1998 年 9 月 15 日および 18 日の現地測定結果と検証解析結果 (現地解析 3 : 午前 7 時時点) の比較である. 計測点および図 6.15(c) 中の D の位置は図 6.5 に示した.

現地測定結果から取水口前面の流れは, ①両取水口からの流れは標高 1256 ~ 1258m 付近にピークを持つ水中噴流となること, ②先端から 120m 地点において 1号取水口前面では流速のピークが水面近傍の 1270m 付近で最大 20cm/s, 2号取水口前面では 1260m で最大 30cm/s になるなど

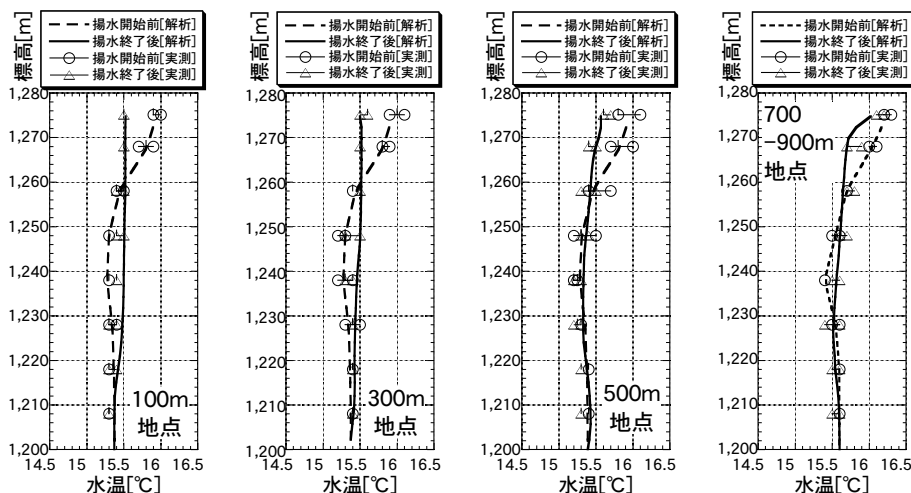


図 6.16: 水温分布の実測と現地解析 2 との比較結果

両取水口で異なる流速分布となること、③250m 前方の横断分布に関しては、放水流の流速のピークが上流側 ($D=60\text{m}$ 付近) に偏り、ダム側 ($D=100\text{m}$) では逆向きの流れが生じること、1273m では $D=60\text{m}$ から 20m 程度まで 20cm/s 以上の流速値を持つことが観測されている。

図 6.15 から検証解析結果はこれらの特徴を精度よく再現していることがわかる。

(5) 水温分布の比較

図 6.16 は小規模な洪水が流入した直後の 1998 年 9 月 16 日 15 時の水温・濁質濃度鉛直分布の実測結果を初期条件として翌 17 日 0 時から 8 時にかけて実施された揚水運転時の運用データに基づいた解析 (現地解析 2) を行い、揚水運転終了時の 17 日 8 時に行われた水温鉛直分布実測結果と解析結果を比較した結果である。実測結果のうち 100m 地点、300m 地点、500m 地点は図 6.2 に示した横断方向計測点三点の最大値と最小値を、700-900m 地点は両地点の測定値をプロットした。また、解析結果に関しては 100m 地点、300m 地点、500m 地点は三点を結ぶ線分上の標高別の平均値、700-900m 地点は両地点を結ぶ線分のうち解析領域に含まれる部分の標高別平均値とした。

実測結果から①水面近傍においては取水口に近い部分では流入水 (15.5) により水温躍層が破壊され、取水口から遠くなるにつれてその破壊度合いが小さくなることや、②100m 地点および 300m 地点では標高 1210m から水面までの領域がおおむね流入水温と同じになることが観測されている。図 6.16 から検証解析結果はそれら全体的な特徴を精度よく再現していることが分かる。

(6) 濁質濃度分布の比較

同様に、17 日 8 時に行われた濁質濃度鉛直分布の実測結果と解析結果との比較を図 6.17 に示す。

実測結果より、濁質濃度は①標高 1235m 以上では取水口に近い部分で濁質濃度の増加が大きく、遠くなるにつれて増加がやや小さくなること、②標高 1230m 以下では運転前に比べて濁質濃度が

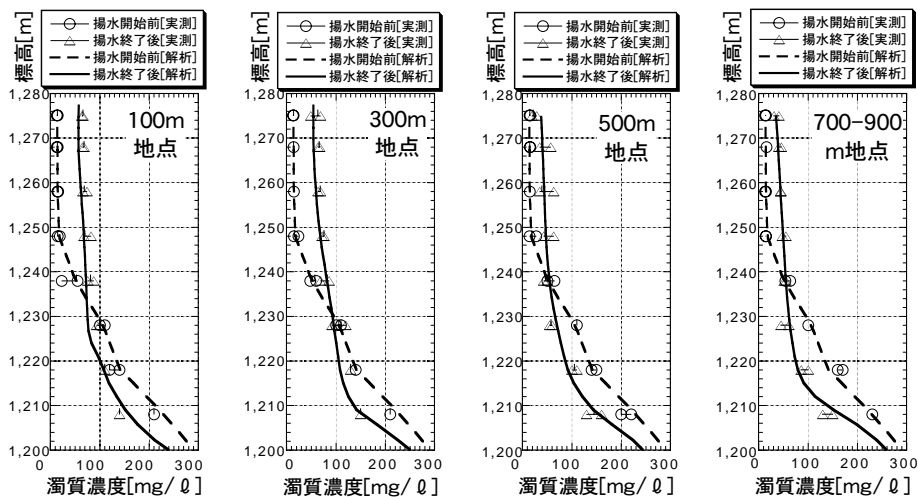


図 6.17: 濁質濃度分布の実測と現地解析 2 との比較結果

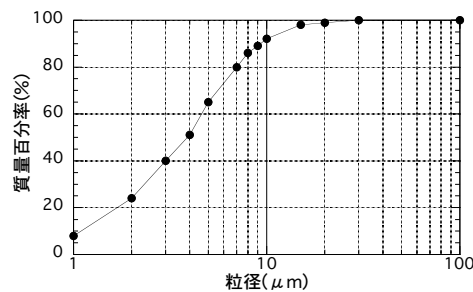


図 6.18: 実験での濁質粒度分布図

減少することが分かる．図 6.17 から，検証解析結果はこれらの特徴を精度よく再現していることが分かる．

6.3.4 水理模型実験結果と解析結果の比較

(1) 実験方法

図 6.2 に示した実験再現領域の 1/200 スケール三次元模型を用いてフルード数相似に基づく水温・濁質流動実験を 1996 年度に行った．模型は測量図をもとに作成し，濁質の模擬には粒径が細かく均質な粒度分布が得られるカオリンを使用した．図 6.18 に実験に用いたカオリンの粒度分布を示す．中央粒径は $3.8\mu\text{m}$ であり，現地での中央粒径が $4.8\mu\text{m}$ よりやや小さく，フルード数相似を満たす粒径より大きい，沈降速度は非常に小さいため，現地 8 時間相当 (34 分程度) の実験時間内では濁質濃度分布に与える影響は小さいと考えて採用した．

実験は，カオリンを上流側から流入させて初期濁質濃度分布を作成し，その時点の水温・濁質濃度分布を測定した後，水位を L.W.L に固定した状態で清水による揚水放流を開始し，一定時間継続後，揚水を停止して水温・濁質濃度分布を測定した．濁質濃度を光透過式濁度計，水温をサー



図 6.19: 実験での測定点と解析再現領域

表 6.3: 検証解析の概要（水理模型実験との比較）

ケース名	実験名	水位条件	揚水流量	揚水時間	水質分布	揚水水温
実験解析 1	実験 1	L.W.L 固定	110m ³ /s×2 固定	12 時間	図 6.20(a) 参照	8.8
実験解析 2	実験 2	"	165m ³ /s ×2 固定	9 時間	図 6.20(b) 参照	14.7
実験解析 3	実験 3	"	165m ³ /s ×2 固定	9 時間	図 6.20(c) 参照	12.0
実験解析 4	実験 4	"	220m ³ /s ×2 固定	6 時間	図 6.23 参照	12.2

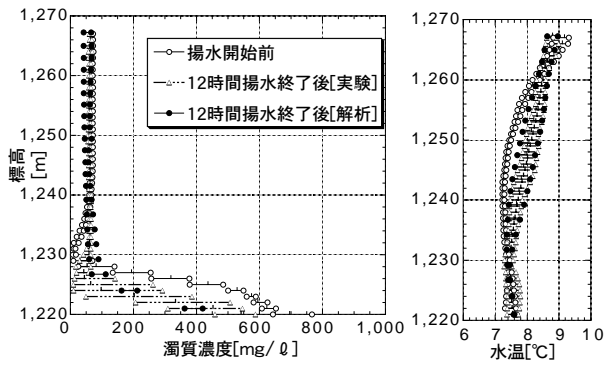
ミスタを用いて測定した。実験パラメータは揚水流量および初期水温・濁質濃度分布とし、測定点は図 6.19 (98 ページ) に示した 16 点とした。なお、実験時の最大流速は 0.05m/s であり、放水口前面の水深は 0.5m 程度であるため、放水口前面の流況は乱流状態といえる。

(2) 検証解析の概要

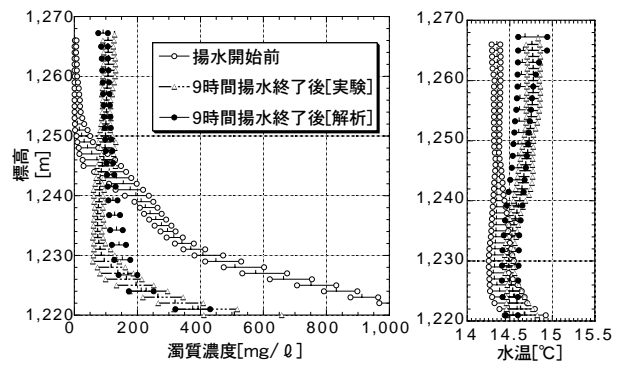
検証解析を行ったケースの概要を表 6.3 に示す。流量と時間は実物換算値である。検証解析は模型と同じスケールで行い、濁質は一様粒径 (3.8 μ m) とした。水温・濁質濃度分布の初期条件は、実験での初期状態が概ね成層状態であったため、実験で測定した 16 点の鉛直分布を標高毎に平均して得られた分布を解析範囲全体に与えた。

(3) 濁質濃度・水温分布の比較

揚水前後の濁質濃度・水温の変化を比較した結果を図 6.20, 図 6.23 に示す。これらの図は実験結果および解析結果の各標高における水温・濁質濃度の最大値, 最小値および平均値を表示したものである。実験結果から、①高濁質濃度層が低く、揚水流量が小さい実験 1 では濁質濃度分布



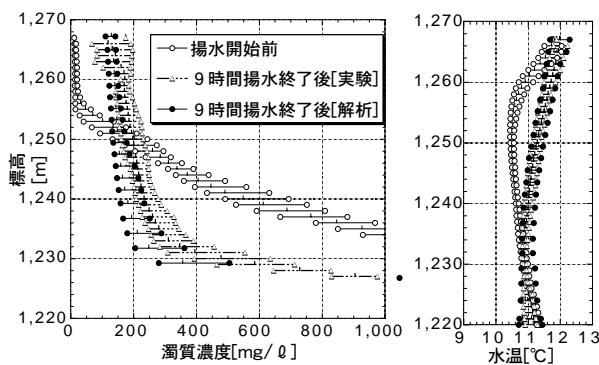
実験 1 との比較：揚水流量=220m³/s



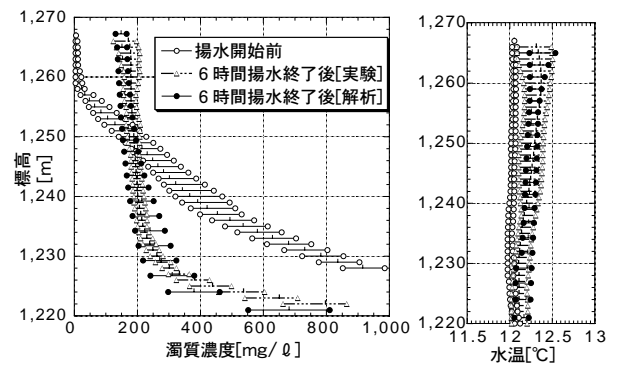
実験 2 との比較：揚水流量=330m³/s

図 6.20: 濁質濃度・水温鉛直分布の実験と解析の比較 1

図 6.21: 濁質濃度・水温鉛直分布の実験と解析の比較 2



実験 3 との比較：揚水流量=330m³/s



実験 4 との比較：揚水流量=440m³/s

図 6.22: 濁質濃度・水温鉛直分布の実験と解析の比較 3

図 6.23: 濁質濃度・水温鉛直分布の実験と解析の比較 4

がほとんど変化しないこと、②高濁質濃度層が実験 1 に比較して上層にあり流量も大きい実験 2, 3, 4 では取水口敷レベル (標高 1246.5m) 以上の濁質濃度が上昇し、それ以下では減少すること、③揚水終了後の濁質濃度分布は、標高 1235m 付近から水面近傍まで概ね一定の値となり、それより下層では高濁質濃度となっていること、④水温分布は取水口敷レベルから水面までの間で大きく変化するが、それ以下の高濁質濃度領域では余り変化しないことが分かる。

検証解析結果はこれらの特徴を精度よく再現しており、本予測手法により様々な条件での濁質挙動を解析できることが確認された。

6.4 高瀬貯水池における流動および濁質挙動の特徴

6.4.1 揚水運転時の挙動の特徴

対象貯水池における揚水運転時の流動と濁質挙動の特徴を調べるため、1998 年 9 月 17 日の揚水運転時の挙動を解析により検討した。

当日の揚水流量と貯水位の変化を図 6.8 に示す。また、揚水運転の前後である 16 日午後 3 時と

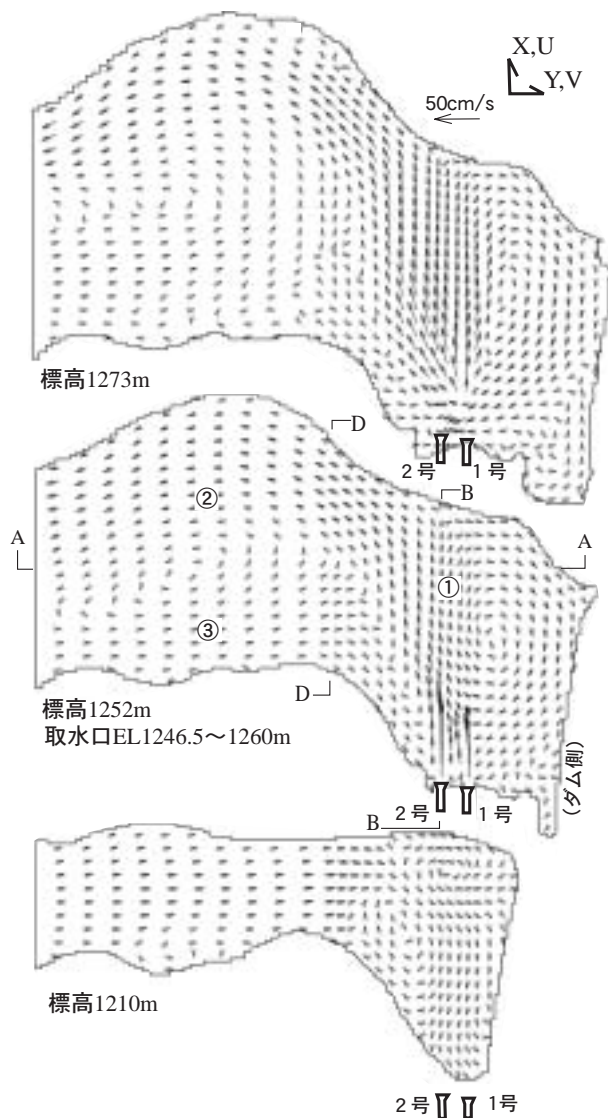


図 6.24: 貯水池内の流況 (水平断面)

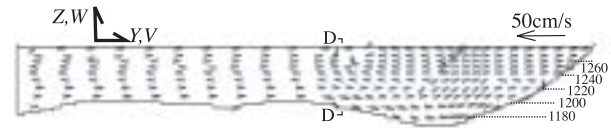


図 6.25: 貯水池内の流況 (A-A 断面)

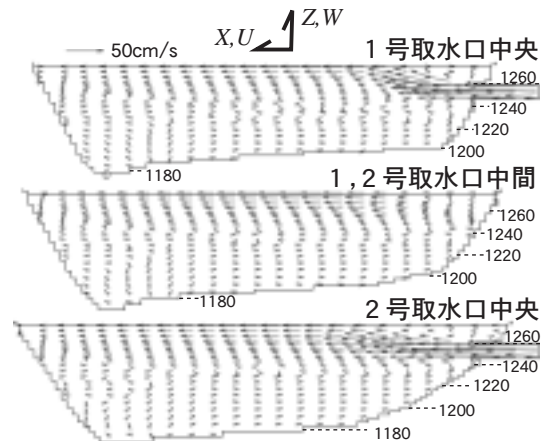


図 6.26: 貯水池内の流況

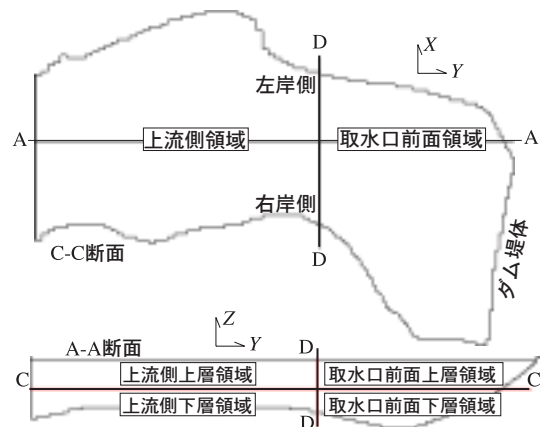


図 6.27: 断面および領域説明図

17日午前8時の貯水池内水温・濁質濃度分布を図6.10に示す。同図は図6.2中に示す各水質計測点の測定結果を標高ごとに平均して示している。水温・濁質濃度分布の解析初期条件は16日午後3時の測定結果を基に作成した。

(1) 流況

解析による午前3時半時点の標高1273m(水面近傍)、標高1252m(取水口中央標高)、標高1210mでの流速ベクトルを図6.24に、A-A断面での流速ベクトルを図6.25に、また、1号取水口中央、2号取水口中央(B-B断面)および両取水口中間位置断面における流速ベクトルを図6.26に示す。これらの図からわかるように、C-C断面(標高1230m)を境とした上層領域と下層領域および、

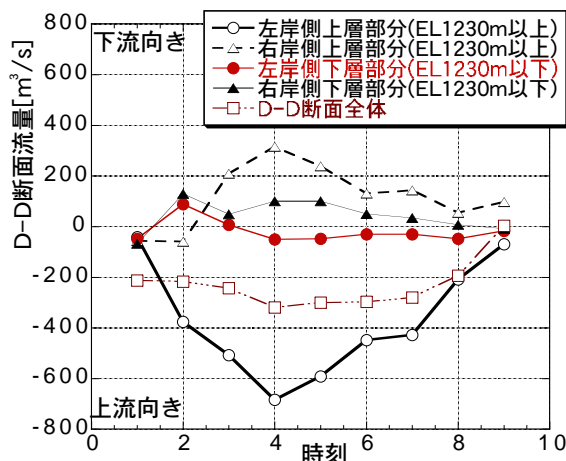


図 6.28: D-D 断面を横切る流量

D-D 断面を境とした噴流部を含む取水口前面領域と上流側領域では、流況が大きく異なるため、以下ではこれらの区分を用いて貯水池内の挙動を分析する（図 6.27）。

図 6.24 および図 6.25 より上層領域では、取水口からの噴流が対岸に達した後、左右に分かれており、これに伴い上流側とダム側に水平循環流が発生している。ダム側循環流は流れの領域が狭いため流速が大きく、取水口の近傍で噴流に合流している。このダム側循環流および地形の影響により、噴流の放流軸は取水口中心軸より上流側に傾いている。このため、噴流の大部分は対岸に到達後、左岸側に沿って上流側に向かっている。この上流側に向かった流れの一部が上流側循環流により右岸沿いに戻り取水口付近で噴流に合流している。

また、図 6.26 より噴流は取水口近傍で流速が大きく、対岸に向かって徐々に浮上している。図 6.26 の断面内では、噴流の放流軸が上流側に傾いているため、対岸に近づくほど流速が小さくなっている。

一方、下層領域（標高 1210m）では噴流と逆向きの取水口に向かう戻り流が生じており、取水口近傍の標高 1230m ~ 1240m 付近では、上向きの流れとなって噴流に合流している。このため、噴流の下方に鉛直循環流が発生していることがわかる。

図 6.28 に D-D 断面を C-C 断面と A-A 断面で分割した四領域を通過する流量の時間変化を示す。同図から分かるように、噴流は水平および鉛直循環を伴うことにより見かけの流量を増し、D-D 断面では噴流（左岸側上層部分を通過して上流側に向かう流量）は放流量の 1.5 ~ 2.0 倍程度の大きな値となっている。

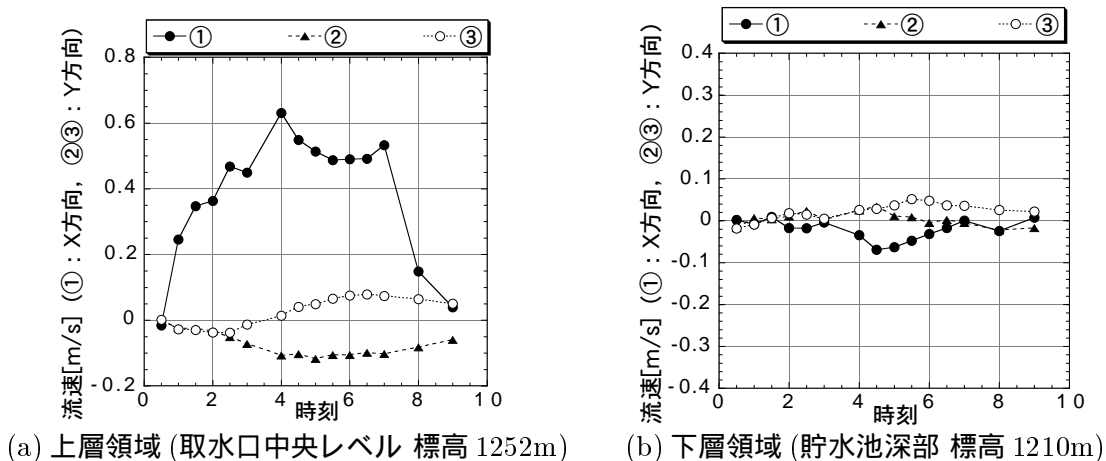


図 6.29: 流速の時間変化

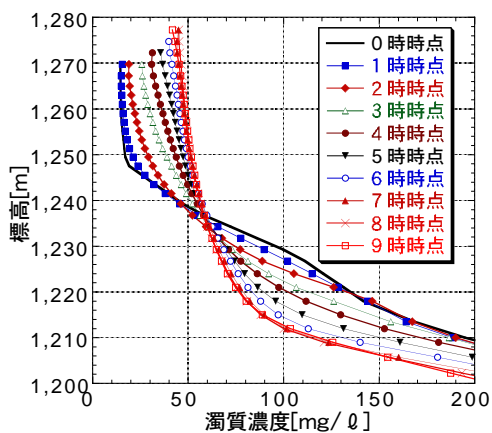


図 6.30: 各標高平均濁質濃度分布の時間変化

図 6.29 に図 6.24 中に示した①,②,③の各位置における上層および下層領域の流速の時間変化を示す。これより上層領域において、各位置の流速は揚水流量の増加とともに時間遅れを伴いながら増大するが、概ね運転開始後 2 ~ 4 時間程度で安定し、その後の水位の上昇および揚水量の減少とともに低下している。また、下層領域では揚水運転中の流速は小さい。

(2) 濁質挙動

揚水運転開始時点(午前 0 時)から終了後 1 時間経過時点(午前 9 時)までの解析領域全体の各標高平均濁質濃度鉛直分布の時間変化を図 6.30 に示す。同図から濁質濃度は時間の経過とともに上層領域で上昇、下層領域では低下を続け、揚水量が急減した 7 時以降は濁質濃度分布の変化はほとんどないことがわかる。

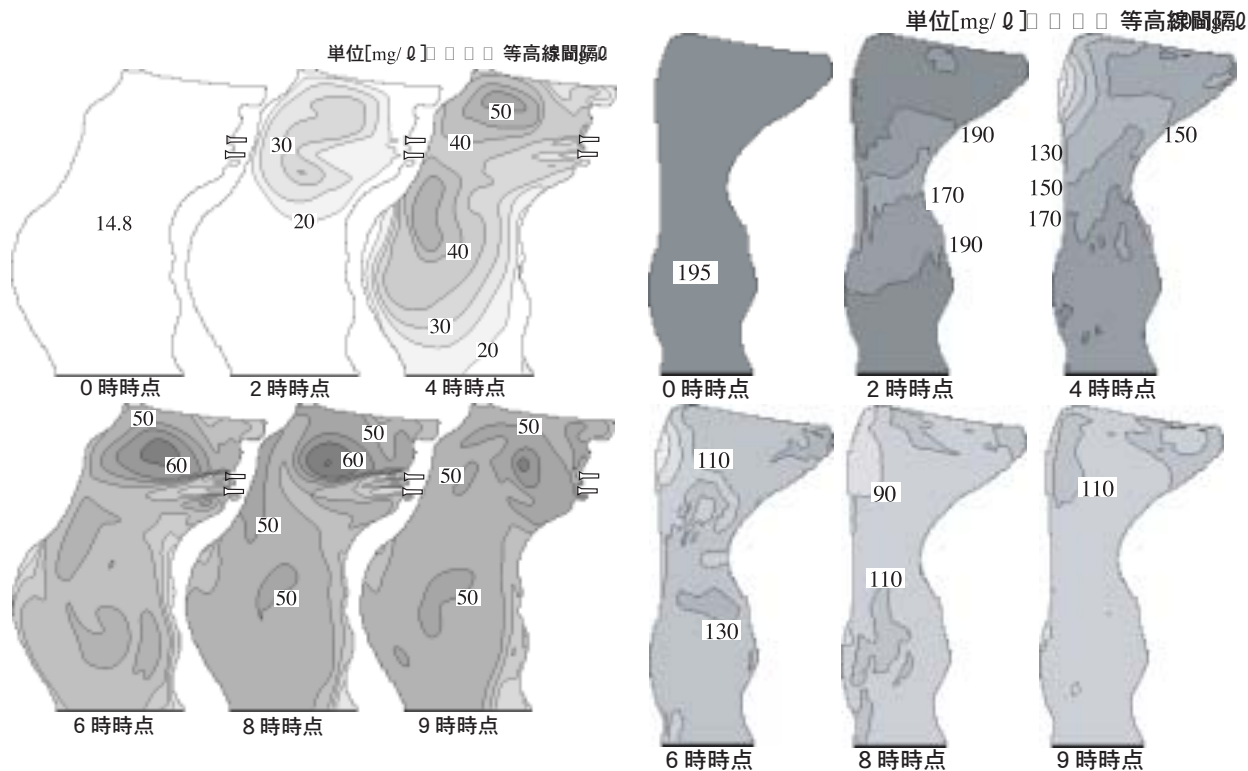


図 6.31: 貯水池内表層の濁質濃度分布の変化 (標高 1261m)

図 6.32: 貯水池内下層の濁質濃度分布の変化 (標高 1210m)

また、標高 1261m (上層領域内取水口上端レベル) および標高 1210m (下層領域内) の濁質濃度分布を図 6.31 および図 6.32 に示す。

図 6.31 から上層領域では、揚水運転時の放流水によりダム側と上流側の循環流の中心付近に高濁質濃度領域が生じること、ダム側の高濁質濃度領域は短時間で形成されること、上流側では時間の経過とともに濁質が広がり高濁度化していくことがわかる。また、揚水流量が急減した 7 時から 8 時、さらに揚水運転が終了した 8 時から 9 時にかけて、循環流中心の濁質濃度が次第に低下し平面的に一様化する。

また、図 6.32 から下層領域では、2 時間経過後の比較的早期に噴流の直上流域で濁質濃度が低下し始め、噴流から離れた上流部では時間とともに徐々に濁質濃度が低下する。図 6.28 において下層領域では上流側から取水口前面領域に向かって戻り流が分布していることと合わせて考えると、大流量の噴流に伴う貯水池全体の鉛直循環流によって、上流側下層領域の高濁度水は噴流下部へ移動し、噴流により上層に巻き上げられていると考えられる。揚水終了後はダム付近の一部を除いて濁質濃度の分布は一様化する。

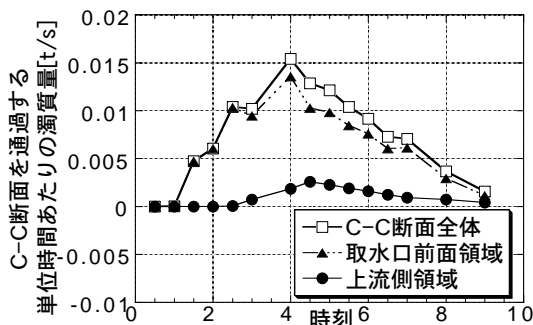
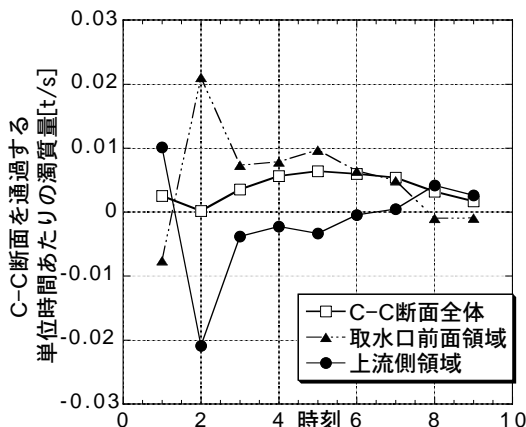


図 6.33: C-C 断面を移流により上昇する濁質量 図 6.34: C-C 断面を拡散により上昇する濁質量

(3) 下層濁水の巻き上げによる貯水池高濁度化のメカニズム

揚水運転に伴う貯水池内の下層濁水の巻き上げおよび移動による貯水池全体の高濁度化のメカニズムについて検討を行った。

C-C 断面 (標高 1230m) を通過する濁質量を移流項に起因する量と拡散項に起因する量を区別して時刻ごとに求めたものを図 6.33 および図 6.34 に示す。

ここに移流項に起因する量は、計算セル $P_{i,j,k}$ (水平断面積 $\Delta S_{i,j}$) において、水平断面を横切る沈降速度を考慮した鉛直方向の流速を $w_{i,j}$ 、風上側の濁度を $C_{i,j}$ とした場合、単位時間あたりの移流による濁質上昇量を $\Sigma (C_{i,j} w_{i,j} \Delta S_{i,j})$ により算定した。

また、拡散項に起因する量は、水平断面に接する上側の計算セルの濁度を $Cu_{i,j}$ 、下側を $Cd_{i,j}$ 、両セルの中心間隔を Δz とした場合、単位時間あたりの拡散による濁質上昇量は

$$\Sigma \left[\left(\beta + \frac{\nu_{t,i,j}}{Pr_C} \right) \frac{Cd_{i,j} - Cu_{i,j}}{\Delta z} \Delta S_{i,j} \right]$$

により算定した。ここに、 ν_t : 渦動粘性係数、 Pr_C : 濁質拡散率である。

図 6.33 および図 6.34 により、下層領域の濁質巻き上げは主に噴流部を含む取水口前面領域で発生しており、その原因は噴流高速流部で上昇流および拡散混合の両方である。一方、上流領域では流速が小さいことから拡散による濁質巻き上げはほとんど生じず、移流による上昇および下降が一時的に生じている。

図 6.35 に 6 時時点の標高 1261m (上層領域取水口上端レベル)、標高 1241m (上層領域取水口下端-4m レベル)、標高 1210m (下層領域) における渦動粘性係数の分布を示す。拡散量は渦動粘性係数の値にほぼ比例するため、噴流が取水口から対岸に達し左右に広がるまでの間で拡散量が多いこと、また循環流中心や下層領域、上流側領域では拡散量が少ないことが確認できる。

図 6.36 は D-D 断面における移流による濁質通過量 (上流側から取水口前面に向かう方向が正) を示したものである。これより D-D 断面左岸側上層部分を通過して上流へ向かう大量の濁質移動が認められる。これは取水口前面上層領域に上昇した濁質が噴流により上流方向へ移動すること

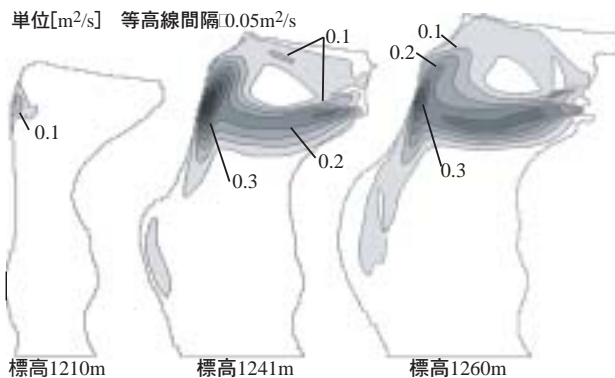


図 6.35: 解析による渦動粘性係数の分布

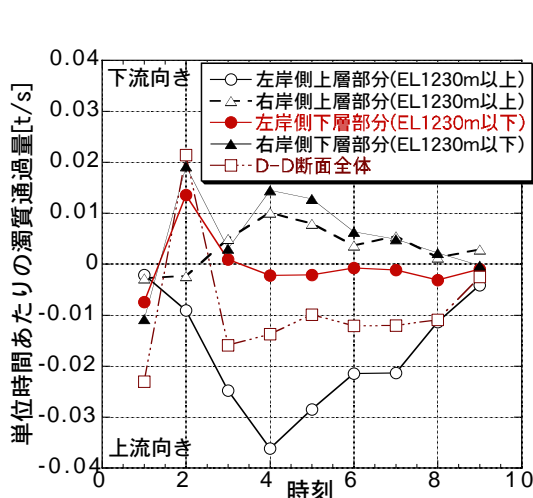


図 6.36: D-D 断面を移流により通過する濁質量

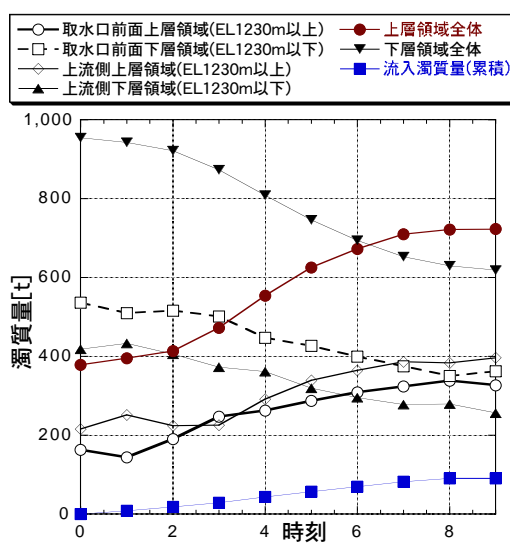


図 6.37: 濁質量の時間変化

によるものである。また、上層領域右岸側での下流方向への濁質移動は噴流に伴う上流側循環流の戻り流によるものである。

下層領域では、特に右岸側において主に上流側領域から取水口前面領域に向かう流れによる濁質移動が認められる。

これらを D-D 断面全体で見れば流動が安定しない運転開始後 2 時間後の一時期を除いて、取水口前面領域で巻き上げられた濁質は主に D-D 断面上層部分を通して上流側領域に移動している。

1 時および 2 時時点を含めて運転開始直後に濁質の通過量が大きく変動している原因は、水平および鉛直の循環流の形成や揚水の放流水と貯水池内上層水の水温差による流動が変化過程にあるためと考えられる。

図 6.37 は全解析領域を C-C 断面および D-D 断面で分割した 4 領域（取水口前面の上層および下層領域、上流側の上層および下層領域）ならびに全解析領域の上層全体および下層全体における濁質量の時間変化を示したものである。

これより、下層領域では揚水運転時間中濁質量が低下し、上層領域では上昇すること、その変

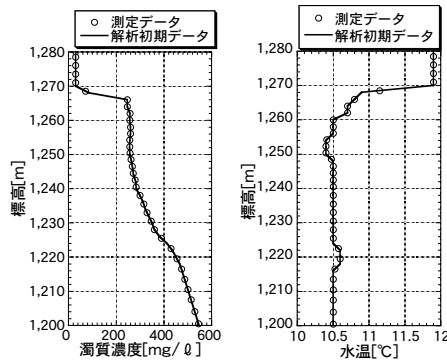


図 6.38: 7月5日7時の水質データ

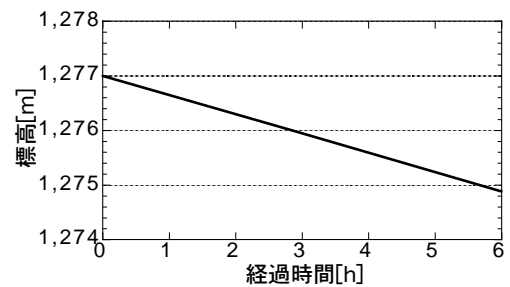


図 6.39: 経過時間と水位の関係

化度合いは流動が安定する2時以降で大きくなることわかる。

以上から，濁質の巻き上げおよび移動による貯水池全体の高濁度化メカニズムは概ね次のように要約できる。

- i 揚水運転時の取水口からの高速大流量の水中噴流に起因する，噴流に向かう上向きの流れおよび乱れによる拡散混合により，貯水池下層領域に分布する濁質が上昇し噴流に取り込まれる．噴流の流量は，貯水池の地形の影響によって形成される水平・鉛直の循環流と取水口前面で合流し，これらを連行することにより取水口からの放流量の1.5～2.0倍程度に増大する．
- ii 取水口前面下層領域からの濁質上昇のうち，移流によるものは取水口付近の噴流下部，また，拡散によるものは噴流が取水口から対岸に到達するまでの間で主に発生する．
- iii 取水口前面下層領域から上昇した濁質が水平方向の移流により貯水池全体に広がっていく．
- iv 下層領域では上流側下層領域の濁質が取水口前面下層領域へ補給される．

6.4.2 発電運転時の挙動の特徴

発電運転時の貯水池内の流動と濁質挙動の特徴を調べるため，発電流量を $158\text{m}^3/\text{s}$ で一定（1号，2号均等）とした解析を実施した．貯水池内の初期水温と濁質濃度の分布は洪水流入直後の1995年7月5日午前7時に取水口から約300m離れた自動計測点（図6.2参照）において測定した鉛直分布（図6.38参照）を貯水池全体に与えた．

また，解析中の水位は対象貯水池の運用に用いている貯水池容量-水位曲線から算定して時間とともに低下させた（図6.39参照）．

(1) 流況

解析開始4時間経過後の流速ベクトルを図6.40～図6.42示す．図6.40は表層レベル（標高1273m）の水平断面，図6.41はA-A断面，図6.42はB-B断面における分布である．

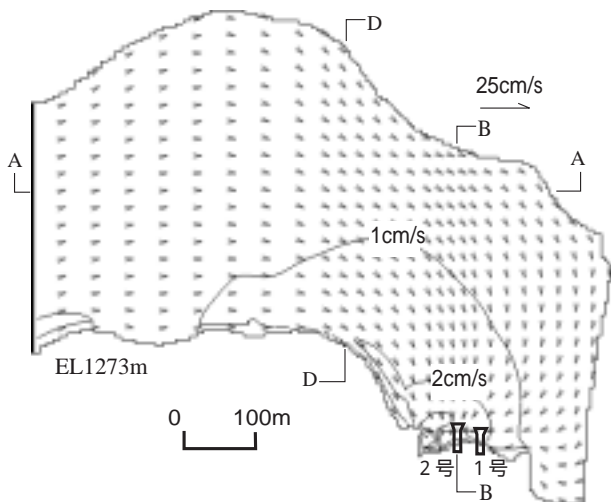


図 6.40: 発電時の流況 (標高 1273m)

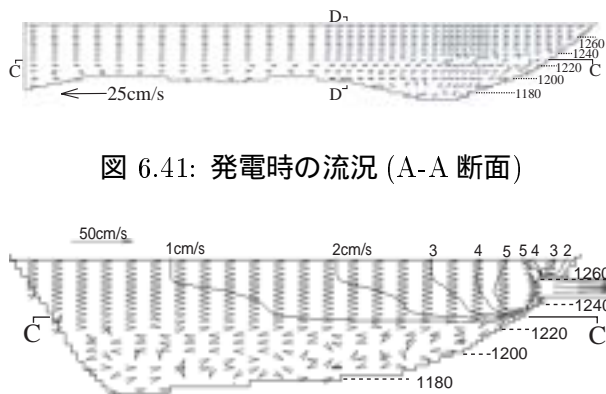


図 6.41: 発電時の流況 (A-A 断面)

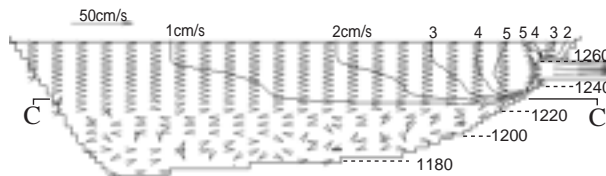


図 6.42: 発電時の流況 (B-B 断面)

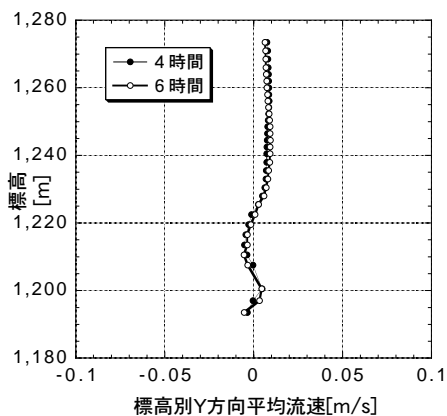


図 6.43: Y 方向流速鉛直分布 (D-D 断面)

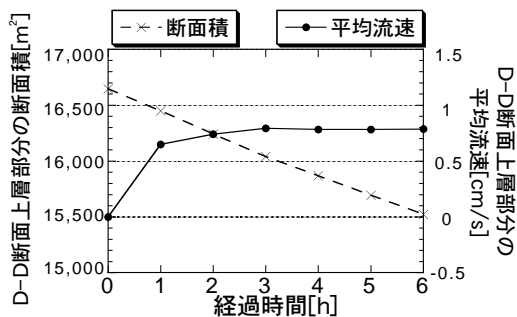


図 6.44: Y 方向平均流速 (D-D 断面)

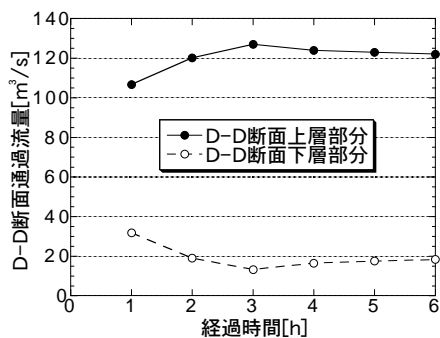


図 6.45: 発電時の D-D 断面流量

また、図 6.43 は D-D 断面における上下流 (Y) 方向流速の鉛直分布 (標高別平均値)、図 6.44 は D-D 断面上層の Y 方向平均流速時間変化、図 6.45 は D-D 断面通過流量の時間変化である。

これらより、発電時の流動は上層領域が主体であること、流速は D-D 断面上層部分で 2cm/s 以

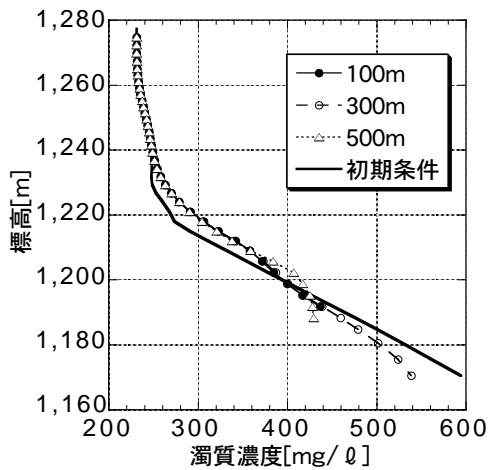


図 6.46: 発電開始 6 時間経過時点の濁質濃度分布

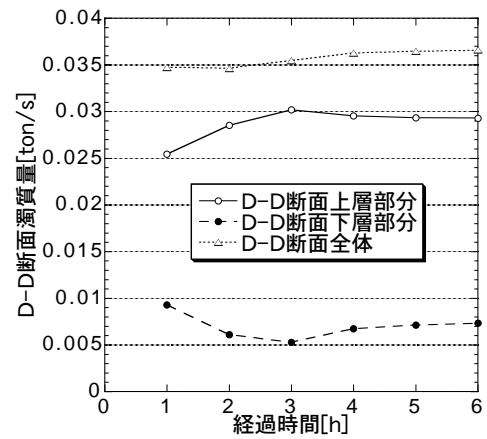


図 6.47: D-D 断面を通過する濁質量

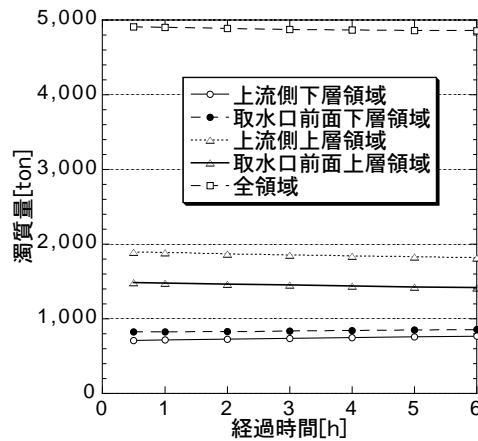


図 6.48: 濁質量の時間変化

下と揚水時に比べて小さく、下層部分では流向のばらつきがあるとともに流速はさらに小さいこと (図 6.40 ~ 図 6.43), 取水口前面上層領域には発電流量の 85% が D-D 断面上層を通過して流入していること (図 6.45), D-D 断面上層部分の Y 方向平均流速は 3 時間経過後に 7.8mm/s に安定すること (図 6.44) がわかる。

(2) 濁質挙動

発電運転開始後 6 時間経過時点の濁質濃度分布を取水口から 100m 地点 ~ 500m 地点で表示し図 6.46 に示す。同図から標高 1200m 以上の濁質濃度分布は各点ともほとんど変化がないこと、標高 1200m ~ 1230m の間は濁質濃度が若干上昇し、標高 1200m 以下では減少しているが変化はさほど大きくないことがわかる。D-D 断面通過濁質量の時間変化を図 6.47 に、全解析領域および C-C 断面および D-D 断面によるその四分領域の濁質量時間変化を図 6.48 に示す。

これらから発電時は、濁質が主に D-D 断面上層部分を通過して取水口前面上層領域に運搬され

表 6.4: 発電時の解析ケース

解析名	初期濁質濃度	初期貯水位	発電流量
解析 1-1	ケース 1	1277m	158m ³ /s
解析 1-2	ケース 1	1273m	158m ³ /s
解析 1-3	ケース 1	1277m	316m ³ /s
解析 2-1	ケース 2	1277m	158m ³ /s
解析 2-2	ケース 2	"	316m ³ /s

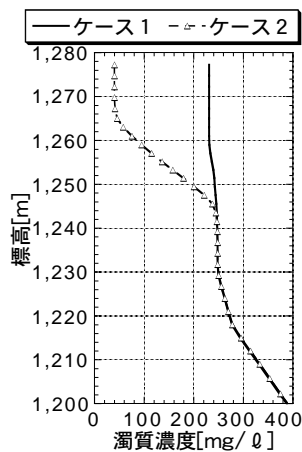


図 6.49: 濁質濃度分布の初期条件

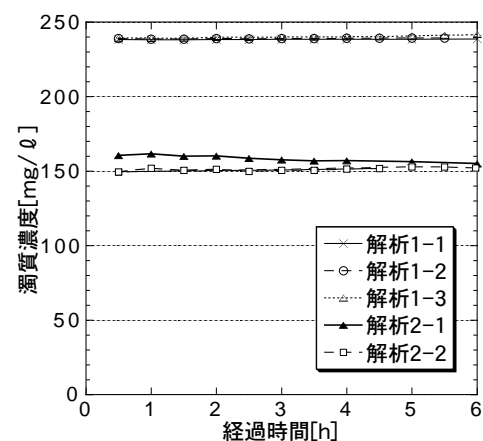


図 6.50: 取水口内濁質濃度の時間変化

放流されること (図 6.47), 全体的にみれば各領域の濁質量はほとんど変化せず, 発電による下層領域からの濁質の巻き上げはほとんどないこと (図 6.48) がわかる.

さらに, 運転開始後の濁質濃度分布, 水位の初期条件および発電流量を変化させて, それらが貯水池内濁質濃度変化に及ぼす影響を調べるために同様の解析を行った. 解析ケースおよび濁質濃度分布の初期条件を表 6.4 および図 6.49 に示す.

これらの解析においても上層領域の濁質濃度の変化は非常に小さく, 下層領域の濁質の巻き上げは少ない結果となった. 各ケースでの取水口内濁質濃度の時間変化を図 6.50 に示す.

これにより運転中に取水口から下部貯水池に放流される貯水池水の濁質濃度はほぼ一定であること, 取水口内濁質濃度は初期状態における取水口下端 (1246.5m) から上端 (1260m) までの平均濁質濃度にほぼ等しいことがわかる.

6.5 ダム運用による貯水池内濁質挙動の制御

以上の検討結果から, 揚水運転時の大流量放流により取水口前面下層領域の濁質が巻き上げられ取水口前面上層領域が高濁度化すること, および発電運転時においては, 濁質濃度分布はほとんど変化せずに, 上層領域の濁質が下流河川へ放流されることがわかった. このため, 貯水池に

表 6.5: 洪水流入時を想定した揚水運用解析ケース

解析名	初期貯水位	揚水流量 m^3/s	
		1号取水口	2号取水口
解析 3-1	L.W.L.	110	0
解析 3-2a	L.W.L.	110	110
解析 3-2b	L.W.L.+5m	110	110
解析 3-2c	L.W.L.+7.5m	110	110
解析 3-3a	L.W.L.	220	0
解析 3-3b	L.W.L.	0	220
解析 3-4a	L.W.L.	110	220
解析 3-4b	L.W.L.	220	110
解析 3-5a	L.W.L.	220	220
解析 3-5b	L.W.L.+5m	220	220
解析 3-5c	L.W.L.+7.5m	220	220
解析 3-6a	L.W.L.	110 220	110 220
		運用開始 2 時間後に変更	
解析 3-6b	L.W.L.	110 220	110 220
		運用開始 4 時間後に変更	
解析 3-6c	L.W.L.	110 220	110 220
		運用開始 6 時間後に変更	

濁水が流入した場合に，揚水運転時の濁質巻き上げを抑えることができれば，下流河川の濁水長期化を軽減しつつ，運転機能を極力確保することが可能となる．

そこで，ダム・発電所の運用方法が濁質の巻き上げ量に与える影響を解析的に検討した．

初期水温・濁質分布は濁水流入直後の 1995 年 7 月 5 日午前 7 時の実測データを用いた(図 6.38)．下部貯水池からの流入水は，当日の現地データに基づき水温 10.4℃，濁質濃度 96mg/ℓとした．解析ケースを表 6.5 に示す．なお，解析中の貯水位は対象貯水池の貯水池容量-貯水位曲線から算定して揚水流量に応じて時間とともに上昇させた．

6.5.1 運転方法の検討

(1) 水車発電機の運転組み合わせ

対象とした発電所では 2 門の取水口にそれぞれ 2 台の水車発電機(1 台あたり揚水量 110 m^3/s)が接続されていることから，各門の揚水流量は運転する水車発電機数により，0, 110, 220 m^3/s のうちから選択できる．よって，2 門で 8 通りの運転組み合わせが考えられる．ここでは，この運転組み合わせが異なる場合に上層領域への濁質巻き上げ量がどのように変化するかを検討した．

初期貯水位を L.W.L. とした場合の濁質巻き上げ量の経時変化を図 6.51 に示す．

これより，揚水流量が 220 m^3/s の場合，1 号取水口または 2 号取水口の 1 門の取水口のみを用いて揚水を行う運転方法に比べて，1 号取水口および 2 号取水口に分散させて均等に放流させた場合には，濁質巻き上げ量を 40%前後低減できることがわかる．

また，片方だけの取水口から流入させた場合では，今回の貯水池の条件においては取水口の選択による差異は見られない．

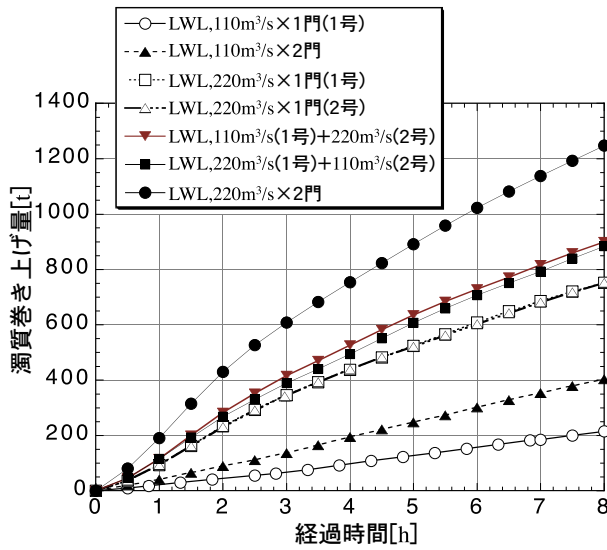


図 6.51: 水車発電機の運転組み合わせによる濁質巻き上げ量の変化

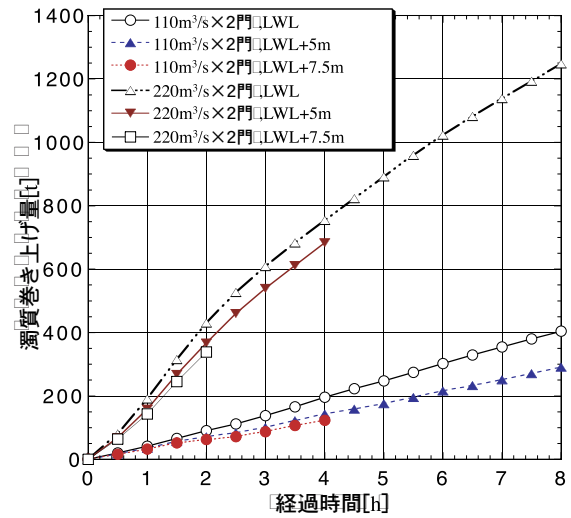


図 6.52: 初期貯水位の違いによる濁質巻き上げ量の変化

(2) 貯水位

初期貯水位が L.W.L. , L.W.L.+5m および L.W.L.+7.5m とした場合の濁質巻き上げ量の経時変化をそれぞれ図 6.52 に示す .

これらから運転組み合わせが同じ場合 , 初期貯水位を高くした方が濁質巻き上げ量を低減できることがわかる . L.W.L. から揚水を開始する場合と L.W.L.+5m および L.W.L.+7.5m から開始する場合は , $110\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門の場合では濁質巻き上げ量をそれぞれ 27% および 37% 程度低減できる . また $220\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門の場合ではそれぞれ 15% および 21% 程度低減できる . このため , 貯水位の面で濁質の巻き上げ量を抑制するには , 高い貯水位で運用することが効果的である .

(3) 揚水量

運転開始から累積した揚水量に対して濁質巻き上げ量がどのように変化するかを検討した . 横軸を揚水量にし , 濁質巻き上げ量を算定した結果を図 6.53 (次ページ) に示す . これより , 濁水巻き上げ量は揚水量に比例することがわかる . また , $110\text{m}^3/\text{s} \times 1$ 門で揚水した場合と $110\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門で揚水した場合は , 同じ揚水量であれば濁質の巻き上げ量はほとんど同じになる . $220\text{m}^3/\text{s} \times 1$ 門で揚水した場合と $220\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門で揚水した場合についても同様である .

近年 , 濁水流入時に揚水運転を全面規制あるいは揚水流量を制限する対策が実施されるケースが見られるが , 揚水量が少なければ濁質巻き上げへの影響は小さく , 以上のような種々の運転パターンとそれに伴う影響の評価をあらかじめ定量的に行っておくことにより , 緊急時における短時間使用など揚水運用の選択の幅を広げることが可能と考えられる .

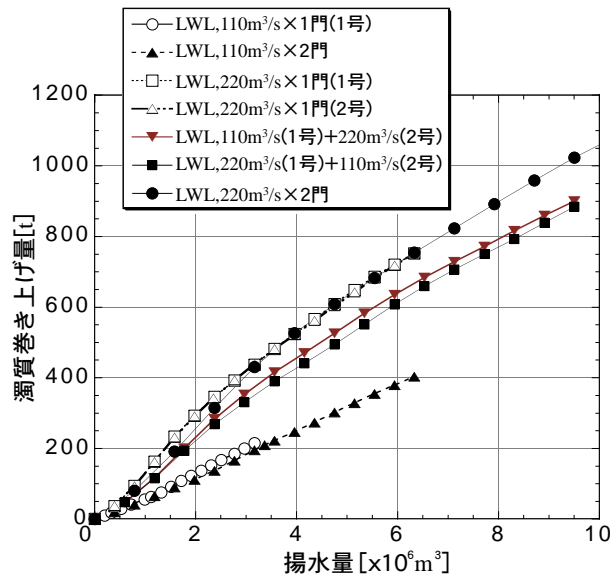


図 6.53: 揚水量と濁質巻き上げ量の関係

6.5.2 濁質挙動を考慮した運転方法

以上、水車発電機の運転組み合わせ、貯水位、揚水量の検討結果から、対象貯水池では、放流流速が小さいほど、貯水位が高いほど濁質巻き上げ量を抑えられることがわかった。また、電力の需要は深夜に少なく、明け方に最低となる特性を持っている。これらを考慮した濁水流入時の運転例として以下のような運転ケースを想定し、巻き上げ量の低減効果を調べた。すなわち、ダム貯水位 L.W.L. からある程度上昇するまでは $110\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門とし、電力の需要が最低となる明け方に運転台数を増やして $220\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門とした。この運転ケースを運転台数を変化させずに揚水を行うケースと比較して濁質巻き上げ量の低減効果を検討した結果を図 6.54 および図 6.55 に示す。

両図より、 $220\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門で一定流量運転を行う場合に比べ、 $110\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門で運転開始したあと 4 時間後に $220\text{m}^3/\text{s} \times 2$ 門に変更した場合には、濁質の巻き上げ量を 20% 程度低減することが可能である。

この検討では初期貯水位を L.W.L. としたが、初期貯水位を高くすれば一層の濁質巻き上げの低減が図られると考えられる。濁水現象に対して特性が異なる複数の揚水発電所の運用の組み合わせを工夫することによって濁水長期化を軽減し、かつ、運転機能の一層の発揮が可能となると考えられる。

6.6 まとめ

揚水運転時の大流量の放流が貯水池内に浮遊滞留している濁質の巻き上げ挙動や濁水長期化現象に与える影響を定量的に検討するため、第 2 章で述べた解析手法に水温・濁質濃度の挙動評価

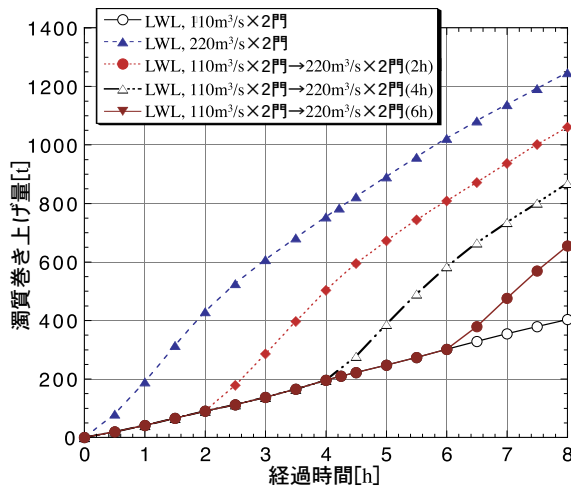


図 6.54: 揚水流量の途中変更した場合の巻き上げ量 (時間)

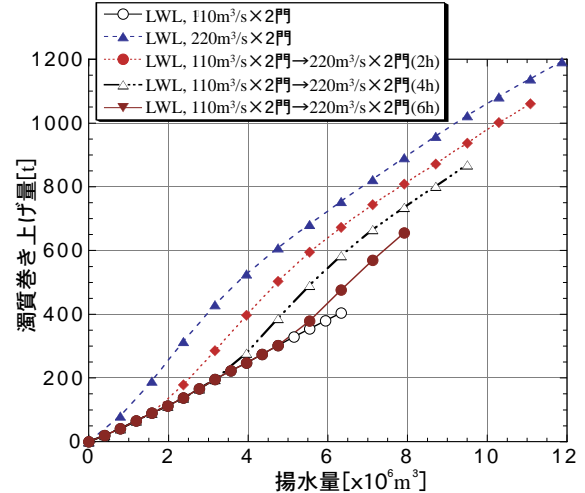


図 6.55: 揚水流量の途中変更した場合の巻き上げ量 (揚水量)

を組み込んだ予測手法を開発し、その妥当性を現地測定結果および水理模型実験結果を用いて検証するとともに、高瀬貯水池に適用して、揚水時、発電時の濁質挙動の特徴を把握した上で、運用方式による濁質挙動の制御の可能性について考察した。

開発した手法は、①密度変化を考慮した乱流解析による貯水池内の複雑地形下における水温・濁質の三次元挙動評価、②揚水時に取水口から噴き出す水流により濁質成層が破壊され、新たな成層が生成する現象の評価および③VOF法を用いた揚水発電所運転時の十数メートルにわたる水位変動評価など、従来の貯水池解析では考慮されてこなかった貯水池水理現象の評価機能を有している。

東京電力株式会社新高瀬川発電所高瀬貯水池を対象に7日間に亘って実施した現地測定結果および同貯水池の1/200縮尺水理模型実験結果との比較解析を行った結果以下のことが分かった。

- (1) 貯水池地形の影響により取水口から水中噴流が旋回流を左右に伴いながら上流側にシフトする様子などの貯水池で観測された流況を再現できること
- (2) 水中噴流の流速分布形状およびその流速値を再現できること
- (3) 揚水運転前後の現地水温・濁質濃度分布の測定結果との比較により、水温については取水口前面の水面近傍で運転前に見られた水温躍層が運転後になくなること、濁質濃度については運転により底層での濁質濃度が低下する一方で上層の濁質濃度が上昇する様子などが再現できること
- (4) 水理実験結果との比較により、複数の異なる初期条件下においても揚水後の水温・濁質挙動を再現できることが分かった。

このことから本予測手法の妥当性が確認された。

また、揚水発電所貯水池の流動と濁質挙動の特徴およびダム運用による濁質挙動制御の可能性について検討した結果、以下のことが分かった。

- (1) 揚水運転時の下層濁質の巻き上げは、大流量の放流に伴う水中噴流部での上向きの流れの発生および乱流拡散混合による下層高濁度水の連行によって生じるものであり、高濁度化した噴流はその後、主に上層部での移流により貯水池全体に広がっていく。このために、貯水池下層の濁水を巻き上げないダム運用の工夫が重要である。
- (2) 発電運転時については、取水の範囲が主に取水口敷より少し低い標高で浅で、かつ平面的には取水口の前面付近の水域から取水される。このため、発電による下流域へ放流濁質濃度を低減させるためには、取水口前面表層領域の濁質濃度の上昇を抑制することが重要である。
- (3) 洪水流入直後の揚水運転に関するパラメータスタディーにより、取水口前面上層領域の濁質濃度を抑制するためには、放流流速を小さく、高い貯水位で運転することが望ましいことがわかった。そのため、洪水流入後の濁水長期化が懸念される場合、電力系統の需給状況等を考慮の上、①使用水車発電機を選択する、時間をかけて運転するなどにより揚水運転時の放流流速をできるだけ小さくする、②できるだけ高い貯水位で揚水運転する、あるいは③これらを組み合わせるなどの運転方法の工夫により濁質挙動制御して、濁水長期化を軽減しながら、揚水発電所を運用できる可能性があることが明らかになった。

第7章 結論

本研究は自由水面をもつ多次元流れを対象とした数値水理解析法をその詳細を明らかにした上で提示するとともに、各種水理現象ごとに計算法を変更することなく多くの問題に適用し、その解析結果を検証・分析することにより、現在普及している数値解析法でどのような水理現象がどの程度の確度再現・評価が可能であるかを明らかにするものである。

本研究により得られた成果は以下のものである。

第2章において、本研究で用いる自由水面をもつ多次元流れの数値解析法について、基礎方程式から水面の移動法、境界条件、流速・圧力の修正計算、計算の流れまでを詳細に述べた。

第3章では第2章で説明した解析法を二・三次元の現象に解析に適用し、実験結果や理論解析結果、さらに、水面変形の定性的な検討などを行った。その結果、本解析法は①二次元ダムブレイク問題のような二次元の複雑な水面変形解析に適用できること②二次元の自由水面を持つ乱流現象に適用できること③二次元の津波遡上現象を適切に解析できること④表面張力を適切に評価できること⑤三次元の複雑な水面変形を適切に解析できるとともに、質量保存を満たしながら複雑な水面変形を計算可能であること⑥貯水池内三次元流動に関して水位上昇時の流況の変化や取水渦の様子などを解析できることを確認した。

第4章では、減勢工の設計に重要な役割を果たす跳水現象を対象に本解析手法を用いた鉛直二次元乱流解析を実施し、その妥当性を検証した結果、以下の成果が得られた。

- (1) 上流からの高速流が上方に循環流を伴いながら次第に速度を落とし、常流に遷移していく流況を再現できた。また、その間の流速分布、乱流量の分布なども把握することが出来た。
- (2) 上流側の流速により、水面が波状を呈し循環流を持たない波状跳水、水面上に水平軸を持つ一連の小さなローラーが生じる弱跳水、高速流と循環流の境界で流れが安定しない動揺跳水、および定常跳水に分類されている。本解析法での解析により、波状跳水、弱跳水、定常跳水について適切に再現できることが分かった。
- (3) Fr 数を 2 ~ 6 まで変化させて、一次元解析により求められる跳水後の水位、エネルギー流束、運動量流束の解析結果と比較した。また、一次元解析により求められない跳水長を実験式と比較した。数値解析結果は、両者ともよく一致することを確認した。
- (4) 水路内にシルがある場合、跳水を安定的に発生するためのシルの高さを設計するための理論式、実験曲線が得られている。それらと比較したところ、跳水を安定的に発生する範囲が既往の知見よく一致した。

以上のことから，本解析法は，跳水現象の予測に適用可能であるとともに跳水現象に関連する水理設計に適用可能であるといえる

第5章では，日本海中部地震津波を対象として港湾技術研究所で実施された水理実験，北海道南西沖地震津波の痕跡高および同地震津波を対象として電力中央研究所で実施した実験結果と比較することにより本解析法の津波現象の再現・検証に対する有効性を検証した．その結果を以下に示す．

- (1) 日本海中部地震津波を対象に運輸省港湾技術研究所で行われた実験を造波板から津波遡上域まで模擬した条件で鉛直二次元次元解析を行い、実験結果と比較した。その結果、同地震津波の特徴である「津波が段波的になりその進行に伴い分裂して非線形分裂波列からなる波状段波に移行する現象」や遡上高を精度よく再現できることが分かった。
- (2) 北海道南西沖地震津波を対象に電力中央研究所が大型造波水路を用いて実施した 1/400 スケールの無歪み津波実験と同条件の地形および入力波形を用いて、三次元解析を行った。その結果、同地震津波の特徴である「周囲が 23m 程度の中で局所的に 30m 以上遡上した現象」を定量的に再現していることを痕跡高との比較により確認するとともに、ポケットビーチに沿った波が谷に向かい、最大遡上高が発生した谷奥を遡上していく様子など実験で再現された特徴を解析できることが分かった。
- (3) 上記(2)の三次元解析および、入力波形勾配や海底地形形状を変化させた解析により北海道南西沖地震時の津波挙動を検証をした結果、藻内地区の局所的な遡上に関し、①ポケットビーチと津波来襲向きとの関係および谷の形状が陸上部の津波挙動を決定していること、②波形勾配が大きくなると遡上高が 30m に達しないこと、③無縁島を含めた周辺の海底地形は最大遡上高に影響を与えないことが検討の結果分かった。

以上のことから，本解析法は，津波現象の再現・検証に対して有効であることが分かった。

第6章では，揚水運転時の大流量の放流が貯水池内に浮遊滞留している濁質の巻き上げ挙動や濁水長期化現象に与える影響を定量的に検討するため，第2章で述べた解析手法に水温・濁質濃度の挙動評価を組み込んだ予測手法を開発し，その妥当性を現地測定結果および水理模型実験結果を用いて検証するとともに，高瀬貯水池に適用して，揚水時，発電時の濁質挙動の特徴を把握した上で，運用方式による濁質挙動の制御の可能性について考察した。

開発した手法は，①密度変化を考慮した乱流解析による貯水池内の複雑地形下における水温・濁質の三次元挙動評価，②揚水時に取水口から噴き出す水流により濁質成層が破壊され，新たな成層が生成する現象の評価および③VOF法を用いた揚水発電所運転時の十数メートルにわたる水位変動評価など，従来の貯水池解析では考慮されてこなかった貯水池水理現象の評価機能を有している。

東京電力株式会社新高瀬川発電所高瀬貯水池を対象に7日間に亘って実施した現地測定結果および同貯水池の1/200縮尺水理模型実験結果との比較解析を行った結果以下のことが分かった。

- (1) 貯水池地形の影響により取水口から水中噴流が旋回流を左右に伴いながら上流側にシフトする様子などの貯水池で観測された流況を再現できること
- (2) 水中噴流の流速分布形状およびその流速値を再現できること
- (3) 揚水運転前後の現地水温・濁質濃度分布の測定結果との比較により、水温については取水口前面の水面近傍で運転前に見られた水温躍層が運転後になくなること、濁質濃度については運転により底層での濁質濃度が低下する一方で上層の濁質濃度が上昇する様子などが再現できること
- (4) 水理実験結果との比較により、複数の異なる初期条件下においても揚水後の水温・濁質挙動を再現できることが分かった。

このことから本予測手法の妥当性が確認された。

また、揚水発電所貯水池の流動と濁質挙動の特徴およびダム運用による濁質挙動制御の可能性について検討した結果、以下のことが分かった。

- (1) 揚水運転時の下層濁質の巻き上げは、大流量の放流に伴う水中噴流部での上向きの流れの発生および乱流拡散混合による下層高濁度水の連行によって生じるものであり、高濁度化した噴流はその後、主に上層部での移流により貯水池全体に広がっていく。このために、貯水池下層の濁水を巻き上げないダム運用の工夫が重要である。
- (2) 発電運転時については、取水の範囲が主に取水口敷より少し低い標高で浅で、かつ平面的には取水口の前面付近の水域から取水される。このため、発電による下流域へ放流濁質濃度を低減させるためには、取水口前面表層領域の濁質濃度の上昇を抑制することが重要である。
- (3) 洪水流入直後の揚水運転に関するパラメータスタディーにより、取水口前面上層領域の濁質濃度を抑制するためには、放流流速を小さく、高い貯水位で運転することが望ましいことがわかった。そのため、洪水流入後の濁水長期化が懸念される場合、電力系統の需給状況等を考慮の上、①使用水車発電機を選択する、時間をかけて運転するなどにより揚水運転時の放流流速をできるだけ小さくする、②できるだけ高い貯水位で揚水運転する、あるいは③これらを組み合わせるなどの運転方法の工夫により濁質挙動制御して、濁水長期化を軽減しながら、揚水発電所を運用できる可能性があることが明らかになった。

なお、付属の CD-ROM には、二次元ダムブレイク流れ、三次元ダムブレイク流れ、三次元津波遡上解析に関するアニメーションが収録した。

以上が本研究の成果であり、この研究結果が、今後数値水理解析の研究に取り組むものやその成果の利用するものにとって役立つものとなれば幸いである。

参考文献

- [1] 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹: 乱流の数値流体力学-モデルと計算法, 東京大学出版会, 1998 .
- [2] Hirt, C. W., Nichols, B. D.:Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries ; Journal of Computational Physics, Vol.39,1981,pp. 201-225.
- [3] 山崎昇: 富士総研技報, Vol. 3 , No.1 , pp.131-146 , 1992
- [4] 禰津家久, 中川博次: 修正 $k - \epsilon$ モデルによる開水路乱流の数値計算, 土木学会論文集,387,125-134.1987.
- [5] 岩佐義朗: 水理学, 朝倉書店, 1967 .
- [6] 榊山 勉, 鹿島遼一, 阿部宣行: 傾斜堤周辺の波動場解析へのポラスモデルの適用性, 第 38 回海岸工学論文集, pp546-550 , 1991 .
- [7] Patankar,S.V.,Spalding,D.B.: A Calculation Procedure for Heat,Mass and Momentun Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flow,Journal of Heat Mass Transfer, Vol.15,pp.1787,1972
- [8] 小国 力ら: 行列計算ソフトウェア-WS スーパーコン, 並列計算機-, 丸善, p196 , 1991 .
- [9] <http://www.mpi-forum.org/>.
- [10] 相田勇: 陸上に溢れる津波の数値実験-高知県須崎および宇佐の場合-, 地震研究所彙報, Vol.52 , pp441-460 , 1977 .
- [11] 岩崎敏夫, 真野明: オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp70-74 , 1979 .
- [12] 後藤智明, 小川由信: Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法, 東北大学工学部土木工学科, 52p. , 1982 .
- [13] ランダウ, リフシッツ: 流体力学 1 , 東京図書, 258-260,1970.
- [14] Martin,J.C. and Moyce,W.J.:Phil. Trans. Roy. Soc. London A244, 312.1952.
- [15] S.Koshizuka H.Tamao and Y.Oka:Journ. of Computational Fluid Dynamics,vol. 4, No.1,29-46,1995.
- [16] Nichols,B.D. and Hirt,W.:Improved Free Surface Boundary Conditions for Numerical Incompressible Flow Calculation; Journal of Computational Physics,Vol.8,434-448,1981.
- [17] 守屋祥一, 米山望: 自由液面からのガス巻き込み評価手法の検討, 電中研報告, U93004 , 1993 .

- [18] 岩崎敏夫：余水吐きの減勢装置について，技術者のための最近の水工学，土木学会東北支部，pp.59 ~ 79，1961．
- [19] Forster, J.W. and Skrinde, R.A.: Control of the hydraulic jump by sills, Trans. ASCE, Vol. 115, 1950.
- [20] 土木学会水理公式集改訂委員会：水理公式集-昭和60年増補改訂版-，土木学会，1980．
- [21] 谷本勝利ら：1983年日本海中部地震津波の実態と二・三の考察 港湾技研資料 No.470，1983．
- [22] 首藤伸夫：1993年北海道南西沖地震津波の痕跡高津波工学研究報告，第11号，1994．
- [23] 鶴谷広一，中野晋，一戸秀久：浅海における津波の変形と遡上に関する実験的研究-1983年日本海中部地震津波の検討- 第31回海岸工学論文集，pp.237-241，1991．
- [24] 安芸周一，白砂孝夫：貯水池流動形態のシミュレーション解析, 1, その1，発電水力, No.134, 1975.
- [25] 岩佐義朗，松尾直規，井上素行：貯水池の濁度解析について，京都大学防災年報，第21号 B-2, 1978.
- [26] 岩佐義朗，松尾直規：貯水池水理の解析モデルとその水温予測への適用，土木学会論文集，第308号, 1981.
- [27] 梅田信，横山勝英，石川忠晴：七ヶ宿貯水池における洪水時の濁質の流動，堆積過程に関する観測と数値解析，水工学論文集，第43巻, 1999.
- [28] 牛島省：温度成層流における乱流現象のモデル化とその適用性に関する研究，学位論文，京都大学, 1989.
- [29] 細田尚：開水路流れにおける乱流拡散機構に関する水理学的研究，学位論文，京都大学, 1990.
- [30] Launder, B.E.: On the Effects of a Gravitational Field on the Turbulent Transport of Heat and Momentum, Journal of Fluid Mech. Vol. 67, 1975.
- [31] 米山望，守屋祥一：VOF法を用いた自由液面の数値解析手法，水工学論文集，第39巻, 1995.
- [32] 米山望，角湯正剛：自由液面解析コード (FRESH) の開発-三次元化と並列化-，電中研報告 U95063, 1996.
- [33] 禰津家久，中川博次：修正 $k-\epsilon$ モデルによる開水路乱流の数値計算，土木学会論文集, 387, 125-134, 1987.
- [34] 後藤孝臣，土山茂希：揚水発電所湛水池内流動状況に関する調査とその考察，水工学論文集，第41巻, 1997.
- [35] 米山望，井上素行：揚水発電所貯水池における水温・濁質挙動の三次元数値解析手法，土木学会論文集, 684/II-56, 127-140, 2001.

謝辞

本研究を遂行するに当たり，終始懇切なご指導，ご教示を賜った京都大学教授井上和也先生に対し，深甚の謝意を表します．

京都大学名誉教授岩佐義朗先生には，研究の進める方向性についてご指導いただいた．京都大学助教授細田尚先生には，大学院時代から継続して折に触れご指導いただいた．電力中央研究所の田中伸和部長には本研究の着手からまとめまでご指導いただいた．著者が電力中央研究所に1993年に入所以降に所属したFBR部，水理部の方々には種々の助言を頂いた．特に水理部の守屋祥一氏には本研究を開始するにあたり貴重な助言を頂くとともに多大なご支援を頂いた．津波遡上に関する解析を取り組むに当たっては，電力中央研究所水理部の田中寛好氏，松山昌史氏に多大なご協力を頂いた．貯水池内流動の解析について環境科学部の宮永洋一部長，東京電力の井上素行氏に多くの助言とご協力を頂いた．また，数値計算の遂行に際し電力計算センターの流体解析グループの方々に協力を頂いた．

これらの方々ならびにご指導，ご支援を頂いた諸先輩および関係各位に心から感謝の意を表します．

本研究の遂行から論文のまとめに至る期間，著者を支えてくれた家族に感謝します．