Ⅱ-42

遷移流における数値計算精度の検討

東北大学　学生員○佐々木　洋之
正会員　　今村　文彦

1.はじめに

津波は沖合いから沿岸部へ達すると，全水深が低下し流速が増加するために，場合によっては常流から射流へ遷移すると言われている．浅海域での津波数値計算モデルの支配方程式は浅水理論であるので，理論的にはこのような遷移流でも再現できるはずであるが，計算条件によっては射流にならない場合がある．

現況において，遷移流を数値計算によって良好に再現することは難しく，条件によっては流れだけでなく水位に対しても精度が低下する場合があるために，この原因を解明しなければならない．そこで，本研究では遷移流を起こす水理実験結果に対して，数値計算モデルを用いて再現計算した結果を比較することにより，遷移流における数値計算精度を検討することを目的とする．

2.遷移流の水理実験

ここで遷移流は，底の地形を変化させるのではなく，二次元水路において水路幅を途中で狭くすることにより，縮流を起こして常流から射流へ，また射流から常流へと遷移させる．水理実験は東京電力・大成建設により行われ，6点において水位と流速が計測されている．この実験に用いられた水槽の図を図-1に示す．実験は固定床であり，周期100秒のsine波形の押し波を上流から境界条件として与える．

3.数値モデルと計算手法

実験の再現計算は横断方向の流速を考慮した平面二次元計算と横断方向の流速を考慮しない平面一元計算の二通りについて行う．数値計算において，支配方程式としては，水深に比べて波長が長く，水深に対して波高が無視できないので，非線形長波理論(浅水理論)を用いる．また数値計算手法・差分スキームは通常の津波数値計算に用いられる Staggered Leap-frog 法を用いる．二次元モデルの計算間隔は流下方向でΔx=10cm，横断方向でΔy=5cm，計算時間間隔Δt=0.01 秒，マニングの粗度係数=5.3861E-3 sec/cm$^{1/3}$であり，一次元モデルでは，流下方向の計算格子Δx=10cm，Δt=0.01 秒，マニングの粗度係数=5.3861E-3 sec/cm$^{1/3}$とする．

境界条件は，上流端と下流端において，実験で得られた水位及び流速の値を強制的に入力させることにより，流れを引き起こさせている．線形理論の場合には，流速又は水位のどちらかを境界条件として与えればよいが，ここでは移流項が無視できないために，流速の情報も必要となっている．(後藤，1982)

4.数値計算精度の検討

図-2は，実験値と平面一次元・二次元計算によるフルード数の時間的変化を流速値より算出し，6計測点のうちS3,S7,S9,S11の4点について示したものである．図より，急縮部手前の計測点S3及び最下流計測点であるS11では両方の数値計算結果はともによい一致を示しているが，急縮部でのS7,S9においては二次元モデルの場合，実験値や一次元モデルと比較して値が上昇していないことが分かる．特にS9において二次元モデルは，フルード数が1を越えていないことが分かる．これは，二次元モデルでは，流速値が過小評価されてしまったために常流から射流への遷移が良好に行われなかったことを示唆している．同様に水位に関しては，実験値・一次元モデルは流速が増大するのに比例して低下する減少が見られたが，二次元モデルではそのようなことが見られなく，過大評価されてしまった．

通常急縮部付近では，幅方向にも流れの変化が生じ一様ではなく，従って，幅方向に平均化された一次元モデルより，二次元モデルの方がこのような分布を再現しやすいと思われるが，実際の結果は全く逆のものとなってしまった．この事から二次元モデルでの幅方向の流速分布が，実際と異なっているものと判断できる．図-3にはS7,S9での幅方向の流速分布を示す．S7については流速はほぼ直線分布であるが，S9においては急縮部壁面での流速値が極端に下がっているのが分かる．同様の現象はS9だけでなく，漸拡部壁付近全体で見られた．残念ながら，これと比較できる実験値がないために，どこで値がずれているかを判断できないが，漸拡部においてよどみが生じ，流れの幅が制限され，常流状態であるために水位が下がらないことにより流速が上がらないことが原因であると考えられる．

上記の問題を解決する方法として，格子間隔を更に縮める方法が考えられる．流下方向に格子間隔を狭めれば打ち切り誤差及び離散化誤差を，横断方向に格子間隔を狭めることにより，階差状に壁を区切ったことによって生じる反射波の影響によって発生する境界近似誤差を減少させることができるはずである．また，

キーワード：遷移流，数値計算精度，誤差，よどみ，剪断渦

連絡先：〒981-0953 仙台市青葉区西勝山 27-25 シャルマン西勝山 101　TEL：022-(277)-5894

格子間隔を狭めることによって，階差状に区切った壁を更に細かくできるので，より実験に近い再現が出来そうである．また，更にプログラムにおける型宣言文として，単精度から倍精度計算に切り替えれば丸め誤差を小さくできる．（浦，1990）以上の誤差を考慮しても流速値が上がらなければ，遷移流が起こらない原因が支配方程式にある事が分かる．

図-4 は誤差を考慮して再度数値計算を行い，S9 におけるフルード数の時間的変化を三通りの格子間隔での計算結果について示したものである．しかし図からも分かるように，実験値以外はどれも常流であり，この事より原因は支配方程式が悪いということが分かった．ここで最も格子間隔を細かくしたものについてフルード数が一時的に上昇しているのが分かるが，それでも実験値とは相対誤差にして 30％以上あり，これ以上格子を細かくしても実験値に非常に一致した値は得られなかったと言える．

5.おわりに

遷移流が起こらない原因が浅水流方程式にあり，上流側下流側では再現がよく拡幅部において再現が悪いなどの特徴から，現時点で最も可能性が高いと考えられるのが，拡幅部における剪断渦の発生である．過去に富澤ら（1990）に行われた研究では，急拡部水路において剪断渦が生じる拡幅部では水平拡散効果が無視できなく，水平拡散項を支配方程式に取り入れる必要性が報告されている．

本実験モデルは漸拡を伴う水路だが，急拡を伴う水路と同様の考慮をしなければならない可能性がある事が本研究から分かった．よって今後は，実際に水平拡散項を取り入れたモデルを開発し，遷移流が良好に再現されれば，沿岸部における津波の数値計算にも応用していく事ができると言える．

参考文献

浦　昭二（1990）：FORTRAN77 入門，培風館，pp.104-122
後藤智明・小川由信（1982）：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，pp.1-52
富澤　大・今村文彦・首藤伸夫（1990）：急拡部を通過する津波の水理特性，海岸工学論文集 第 37 巻 pp.131-134

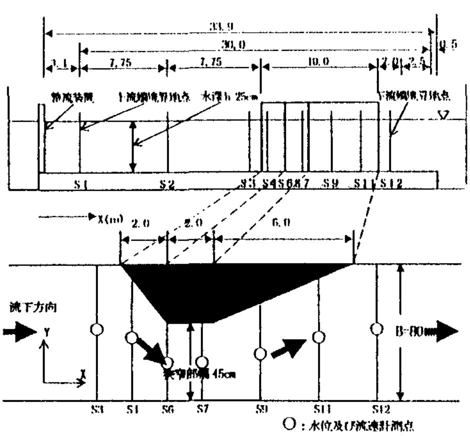
図-1　実験装置断面図（上）及び 遷移流部平面図（下）

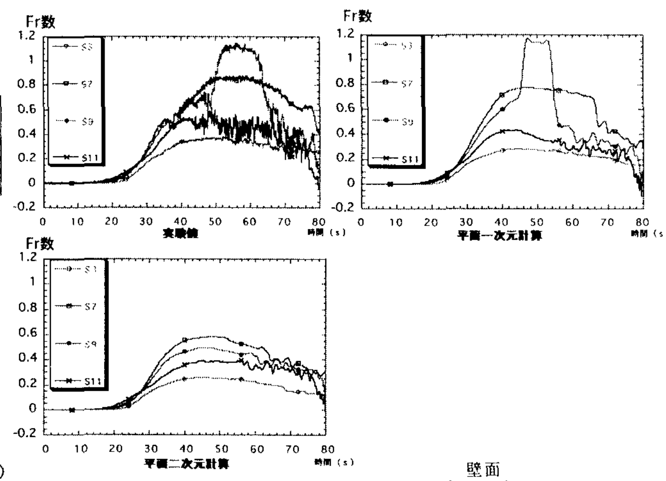

図-2　各計測点におけるフルード数の時間的変化

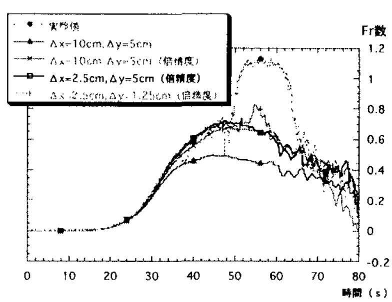

図-4　S9 におけるフルード数の時間的変化

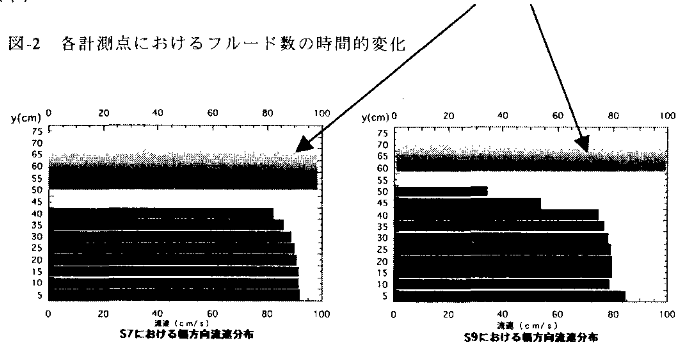

図-3　S7,S9 における幅方向流速分布