

数値波動水路における簡便な 不規則波入力法の提案

A SIMPLE IRREGULAR WAVE GENERATION METHOD
IN NUMERICAL WAVE FLUME, CADMAS-SURF

関本恒浩¹・高橋研也²

Tsunehiro SEKIMOTO and Kenya TAKAHASHI

¹フェロー 博(工) 五洋建設(株)技術研究所 (〒329-2746 栃木県那須塩原市四区町1534-1)

²正会員 修(工) 五洋建設(株)技術研究所 (〒329-2746 栃木県那須塩原市四区町1534-1)

In recent years, CADMAS-SURF is being applied to the numerical simulation of the wave-structure interaction by using irregular waves due to performance advances of computers. It is pointed out that problems may occur in irregular wave generation in numerical wave flume. One is that the numerical divergence occurs in the high wave condition since the horizontal velocity near the wave crest becomes large in the application of linear wave theory. Another is that the total mass of water increases in the flume with duration due to a mass transport. Fujiwara et al.(2002,2008) proposed the improvement method for input horizontal velocity in order to address these problems. However, these methods are complex and unexpected free short and long waves may be generated due to these modification. In this paper, we proposed a simple method of irregular wave generation using the uniform horizontal velocity profile and improvement of the conservation of the total water mass in the flume. We confirmed that the generated irregular waves have good accuracy and the increase of total mass is suppressed by this simple method.

Key Words : Numerical irregular wave generation, numerical wave flume, CADMAS-SURF

1. はじめに

数値波動水路 (CADMAS-SURF) は開発以来、波と構造物の相互干渉などの計算において実用に供され、多くの適用事例に基づき合理的な計算を行うためのノウハウの蓄積もなされている¹⁾。また、最近では計算機環境の進歩により不規則波による計算を実務で用いる機会も増えてきている。CADMAS-SURFを用いた不規則波の計算では、造波データの作成の際に微小振幅波理論をそのまま適用すると波峰付近の水平流速が大きくなり計算が破たんする場面があること、水路内の質量の増加が生じることが指摘されてきた。藤原らは数値波動水路における不規則波の造波に対するこれらの問題を精力的に研究し、解決を図っている^{2), 3), 4)}。すなわち、水路内の質量の増加に対してはまずストークス波理論による質量輸送速度を用いた補正法を提案しこの問題に先鞭をつけている²⁾。また、波峰付近における水平流速の増大に対しては、モリソン公式による波力算定の際に用いられるWheelerの方法⁵⁾を準用することを提案し、高波浪時の計算の破たんを大きく軽減している³⁾。さらに、Wheelerの方法を準用することを前提としたうえで、波の非線形性の度合いによって水路内の質量の増加量が変化することを明らかに

し、Ursell数の関数としてストークスドリフトを補正する係数を導入し、水路内の質量の増加を効果的に抑制する方法を提案している⁴⁾。

一方で、数値波動水路において不規則波を造波する場合、力学的境界条件や運動学的境界条件を完全に満足させることができないために、実際の造波水路において造波する場合と同様に、波の非線形性に起因していわゆる2次波峰⁶⁾や副次的な長周期波⁷⁾といった予期せぬ自由波を造波させてしまう。これは造波境界において波を入力する場合のみならず、造波ソースによって流量を与える場合でも同様に生じる現象である。特に、藤原らの方法では、造波の際に複雑な制御方法を用いているため、その複雑な制御に起因する2次波峰や副次的な長周期波も発生し、発生した2次波峰や長周期波を理論的に評価することはきわめて困難となる。

そこで本研究は、これらの問題を解決し将来の多方向造波への展開を容易にすることを目的に、水平流速を鉛直方向に一様に与える非常に簡便な方法を提案するとともに、造波に伴って生ずる質量増加についての補正方法も併せて提案し、その特性について議論するものである。

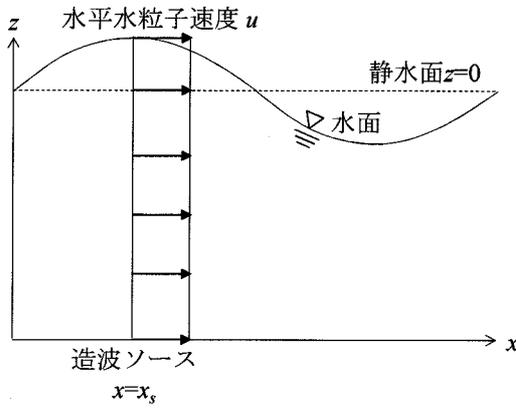


図-1 造波ソースに与える流速の鉛直分布

2. 不規則波造波データの作成方法

(1) 流速データの計算方法

図-1に示すように、ここでは簡便性を重視し造波ソースへ入力データとして与える流速の鉛直分布を一様分布とする。このように与えることによって造波に伴って発生する自由波は理論的に簡単に評価することが可能となる。

造波の際には波高などの水位変動 η に関する諸量で条件を規定するのが一般的である。一方、CADMAS-SURFにおいて造波ソースは水平流速 U のみを与え計算を行う仕様となっている。そこで、まず造波ソース位置における水位変動と流速変動の関係を検討した。

ここでは水平流速 U は一様分布として与えるため、造波ソースのごく近傍では長波的なふるまいをすることが期待できる。また、不規則波データは線形重ね合わせによって作成する。そこで線形長波理論によって造波ソース位置における水位変動 η と水平流速変動 U の関係を評価した。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \text{ at } x = x_s \quad (1)$$

ここで、 g は重力加速度、 t は時間、 x_s は造波ソースの位置である。式(1)を積分すると、

$$U = -g \int \frac{\partial \eta}{\partial x} dt, \text{ at } x = x_s \quad (2)$$

不規則水位変動は線形重ね合わせにより次式で表現する。

$$\eta = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(k_n x - \sigma_n t + \varepsilon_n) \quad (3)$$

ここで、 a_n 、 k_n 、 σ_n 、 ε_n はそれぞれ成分波の振幅、波数、周波数、初期位相である。式(3)を式(2)に代入することにより次式が得られる。

$$U = g \sum_{n=1}^{\infty} F_n \frac{k_n a_n}{\sigma_n} \cos(k_n x_s - \sigma_n t + \varepsilon_n) \quad (4)$$

なお、ここで F_n は次節で示す造波効率を表わす流速振幅の補正係数である。

(2) 成分波の流速振幅の補正

水平流速を鉛直方向に一様分布で与えるが、造波位置から十分に離れた位置では波動理論に基づく流速分布となる。このため造波ソースにおける水位振幅と造波ソースから十分に離れた位置における水位振幅とは異なる。入力データを作成する際にターゲットとするのは造波ソースから十分に離れた位置での水位変動であるので、ターゲットとする水位変動を用いて造波ソースにおいて与える流速を表すことが必要となり、このためには流速振幅の補正が必要となる。この補正のための係数が式(4)における F_n である。

この補正量は、実際の水路で造波機によって造波する際に造波板変位と発生波高の関係を表わす造波効率と同じものである。本研究で提案した一様流速を与える方法の場合、ピストン型造波機対応する造波効率となる。ここでは、造波ソースの位置は常に固定されているので、微小振幅波理論を用いたピストン型造波機に対する造波特性関数⁸⁾によって造波効率を評価することが可能である。すなわち、式(4)における F_n は式(5)で表わされる。

$$F_n = \frac{2k_n h + \sinh 2k_n h}{4 \sinh^2 k_n h} \sigma_n \quad (5)$$

ここで、 h は造波ソース位置における水深である。式(5)は水深の浅い条件では大きな値をとり、造波効率の良い水深の深い条件では小さな値となる。

(3) 質量の補正

CADMAS-SURFにおいて造波ソースを用いる場合、質量フラックスによって計算領域内に質量が持ち込まれる。Phillips⁹⁾によれば平均量を考えるときこの質量フラックスは水面の変動部分に集中する。すなわち、水位変動の存在によって同じ水位振幅でも押し波時の総流量と引き波時の総流量が異なることを意味する。また、造波ソースでは線形理論により水位変動と流速変動の関係を関係づけているため、厳密には運動方程式も完全には満たされていない。このため非線形性に不均衡が生じ質量フラックスへも影響を与え、水槽内の質量の増加に関与するものと考えられる。そこで、入力用に作成した流速を時々刻々水底から水位まで積分することによって運動方程式を完全には満たさないことも含めたトータルの質量増加量として評価した。また、質量増加量の微分で与えられる時々刻々の質量フラックスは水位変動に応じて変動するが、この値自体非常に小さいことから、ここでは、各時刻の質量フラックスの補正量を一定とすることとした。すなわち、 U_0 を時間に依存しない質量フラックスの補正量とし、造波時間を T_N とすると、

$$\frac{1}{T_N} \int_0^{T_N} \int_{-h}^{\eta} (U - U_0) dz dt = 0 \quad (6)$$

と表記できる。Uがzに依存しない関数であることおよび式(3)より

$$\frac{1}{T_N} \int_0^{T_N} \eta dt = 0 \quad (7)$$

となることに注意して展開すると次式を得る。

$$U_0 = \frac{1}{T_N h} \int_0^{T_N} U(h + \eta) dt \quad (8)$$

したがって、入力すべき不規則波信号は次式で表わされる。

$$U = g \sum_{n=1}^{\infty} F_n \frac{k_n a_n}{\sigma_n} \cos(k_n x_s - \sigma_n t + \varepsilon_n) - U_0 \quad (9)$$

3. 計算方法の概要

(1) 計算条件

本手法の検証は、藤原⁴⁾による不規則波の数値解析法を用いた計算と本手法による計算を同一の条件で行い、両者を比較することにより行った。

図-2は計算領域を示したものである。有義波周期 $T_{1/3}$ に対する波長を $L_{1/3}$ とすると、計算領域を $9L_{1/3}$ とした。また、造波ソースから後方 $L_{1/3}$ の位置から前方 $4L_{1/3}$ の位置までを検討対象領域にとり、その外側にそれぞれ2波長分のエネルギー減衰帯を設けるとともに計算領域両端を開境界とすることで反射波を極力なくした。

計算ケースは藤原¹⁰⁾にならない条件の設定を行った。表-1に計算ケースを示す。計算における水深は一樣水深とし、10mと12mの2種類とした。本研究においては、波高を2~4m、周期を6sと10sに変化させ、4種類の波形勾配について検討を行った。

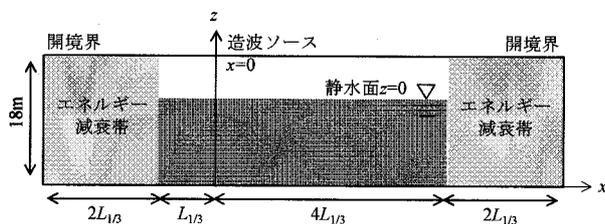


図-2 計算断面

表-1 計算ケース

Case	水深 (m)	有義波高 (m)	有義波周期 (s)	波長 (m)	波形勾配	相対水深
1	12.0	2.0	10.0	99.7	0.020	0.12
2		4.0			0.040	
3	10.0	3.0	6.0	48.4	0.062	0.21
4		4.0			0.083	

またここでは、目標とする周波数スペクトルとして修正Bretschneider-光易型スペクトルを用いた。

(2) 計算パラメタ

計算に用いたパラメタの設定値を表-2に示す。計算パラメタについても藤原¹⁰⁾を参照して設定した。なお、計算に際しては、CADMAS-SURF Ver.5.1を用いた。なお、領域内の質量変化を調べることが目的の一つであるため、ここではCADMAS-SURF Ver.5.1が有する総水量自動補正機能は使用しなかった。

表-2 計算パラメタの設定

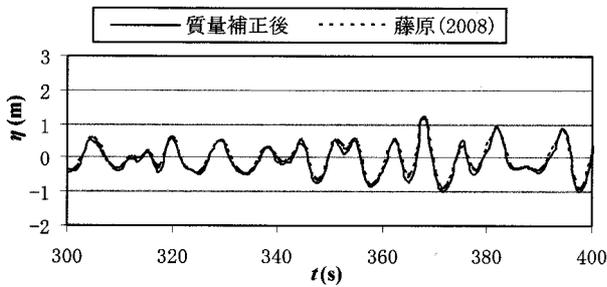
バージョン	CADMAS-SURF Ver.5.1
入射波	不規則波
造波関数	造波ソース マトリックスデータ使用
差分スキーム	DONOR-0.4
Δx	$L_{1/3}/100$
Δz	$(1/6 \sim 1/13)H_{1/3}$
時間刻み	自動(安全率0.6)
解析時間	$150T_{1/3}$
開境界	放射境界 ($T=100s$)
境界条件	流速・圧力: SLIP
	VOF 関数 F: FREE
気泡・水滴の処理	Timer Door 法
表面セルの流速	勾配ゼロから求める
総水量の自動補正	使用しない

4. 計算結果

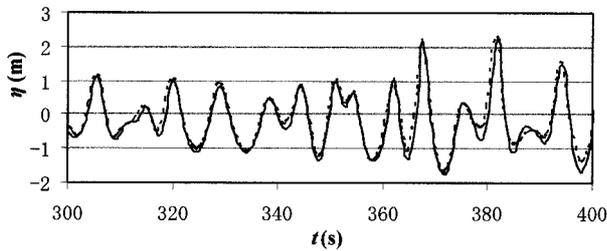
(1) 水位変動の比較

図-3は、上記の方法と藤原¹⁰⁾の方法により造波した不規則波の波形を造波ソースから3波長の位置において比較したものである。波形勾配の小さいCase 1では、波高の大きい波でも砕波せずに伝播した。また、Case 2は波高が非常に大きい場合を除いてほぼ砕波しない条件であった。Case 3は、Case 2と比較して砕波の割合がやや多く、砕波形態は崩れ波砕波であった。Case 4は、砕波の割合が非常に多く、崩れ波砕波が確認できた。

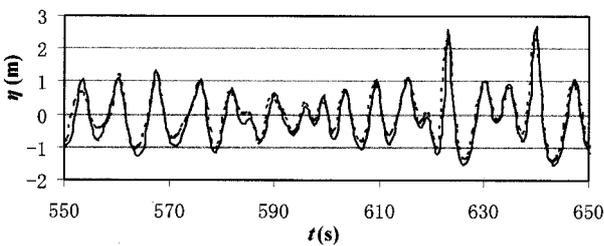
図-3(a)より、波形勾配が小さいCase 1については両者がほぼ完全に一致する結果となった。図-3(b)および(c)に示す砕波の頻度の小さいCase 2やCase 3ではわずかなずれが見られるものの、両者はほぼ一致する結果となった。波形勾配が大きい図-3(d)の場合は、両者にややずれが目立った。したがって、この場合の両者のずれは砕波による影響と考えられる。砕波が生ずる場合ちょっとした波形の差異に敏感に反応するため、このようなずれとなったものと考えられる。なお、波形勾配の大きい場合でも、両者の差異は比較的小さく、本手法のような簡便な造波方法でも比較的精度よく造波ができることが確認できた。



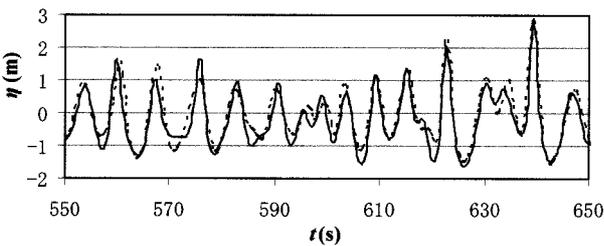
(a) Case 1 (波形勾配0.020)



(b) Case 2 (波形勾配0.040)

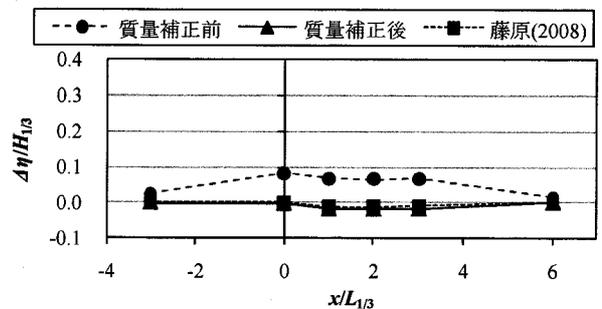


(c) Case 3 (波形勾配0.062)

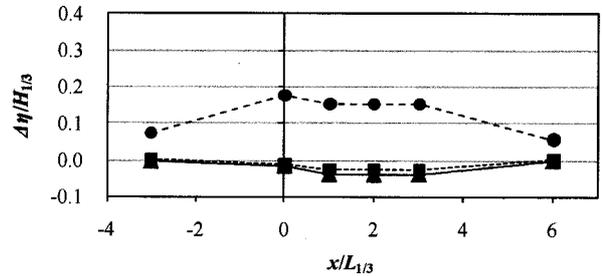


(d) Case 4 (波形勾配0.083)

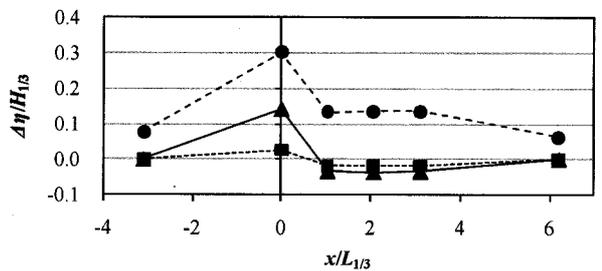
図-3 水位変動時系列



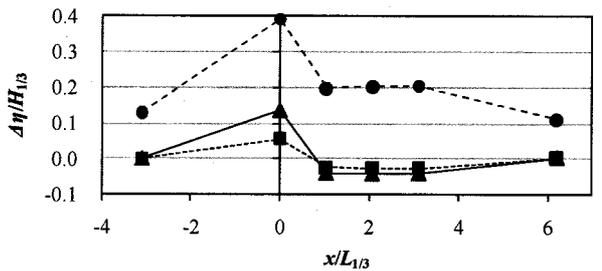
(a) Case 1 (波形勾配0.020)



(b) Case 2 (波形勾配0.040)



(b) Case 4 (波形勾配0.083)



(b) Case 4 (波形勾配0.083)

図-4 平均水位の空間分布

(2) 平均水位の比較

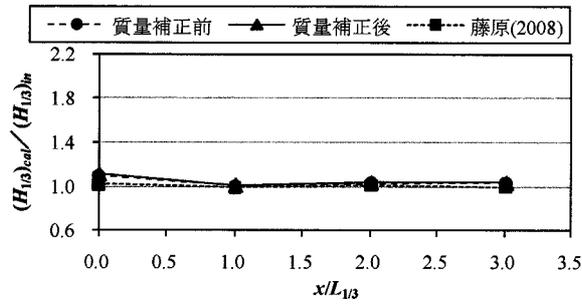
図-4は、平均水位の空間分布を示したものである。なお、この図には質量補正を行なわなかった場合についても併せてプロットした。波形勾配が大きい場合は両手法ともやや平均水位は低下するが、補正しない場合に比べ大きく改善されており、本手法が実用上十分な精度を有していることが確認できる。

念のためラディエーション応力によるセットダウン¹¹⁾について検討したが、本検討条件の範囲ではセットダウン量は波形勾配によらず有義波高の1~2%程度であることから、波形勾配が大きい場合に平

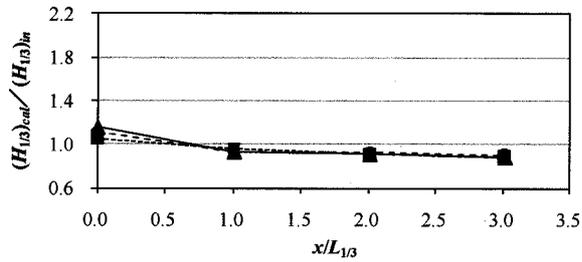
均水位の低下が大きくなるのは、補正法に起因するものと考えられる。

(3) 有義波高の空間分布

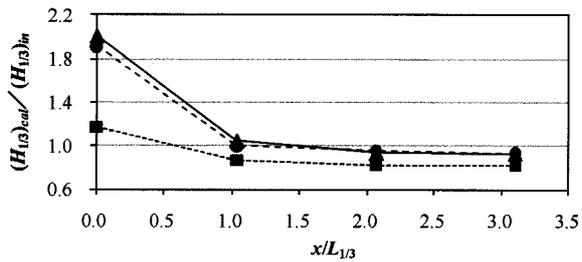
図-5に目標入射波高で無次元化した有義波高の空間分布を示す。本手法は、造波位置で一様流速分布を与えたため、造波ソースの付近では減衰定常波が発生し波高は大きめとなるが、造波ソースから1波長程度離れた位置では目標値に近づく。なお、碎波が顕著なCase 4では、波高の減衰が顕著となっている。したがって、碎波の影響が小さい場合について



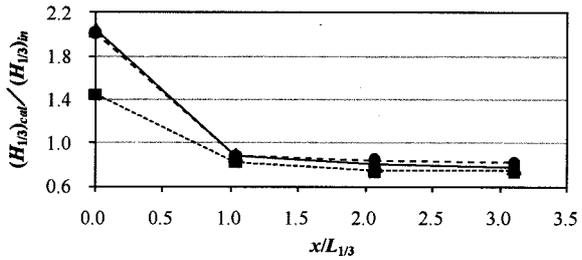
(a) Case 1 (波形勾配0.020)



(b) Case 2 (波形勾配0.040)

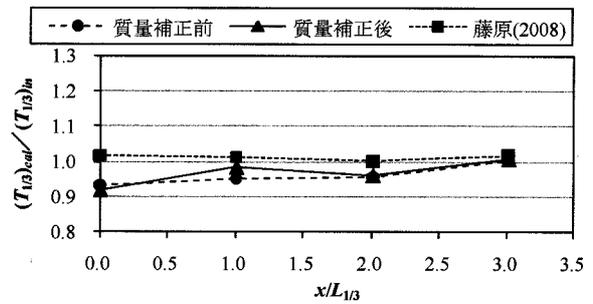


(c) Case 3 (波形勾配0.062)

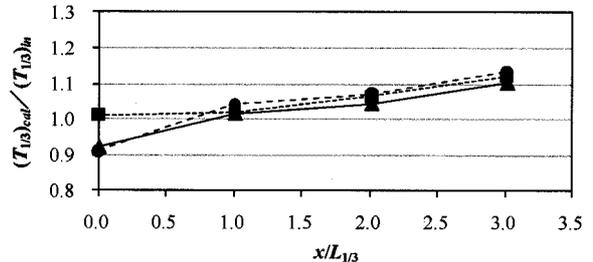


(d) Case 4 (波形勾配0.083)

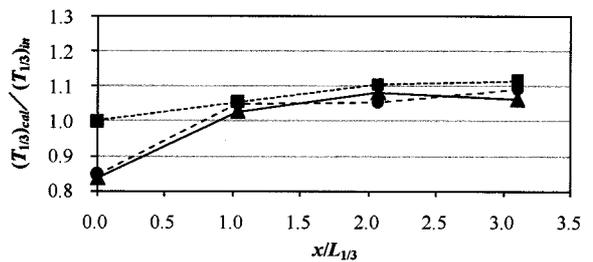
図-5 有義波高の空間分布



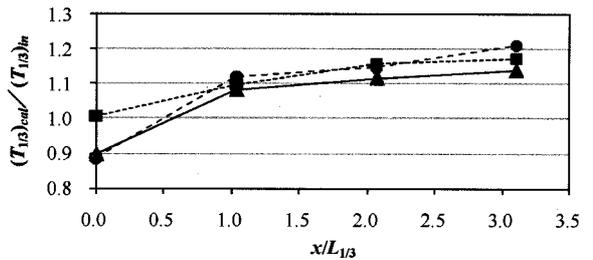
(a) Case 1 (波形勾配0.020)



(b) Case 2 (波形勾配0.040)



(c) Case 3 (波形勾配0.062)



(d) Case 4 (波形勾配0.083)

図-6 有義波周期の空間分布

は、本手法によりほぼ目標波高どおりの波を発生させることができる。なお、質量の補正前後で波高値はほぼ変わらないことから、質量の補正が波高に及ぼす影響は非常に小さいと考えられる。また、波高が大きい場合、造波ソース位置において碎波がみられるが、造波ソースから1波長以上離れた位置における波高変化特性を考えると、碎波の頻度が多いCASE 4であっても減衰定常波が造波に及ぼす影響は小さいといえる。

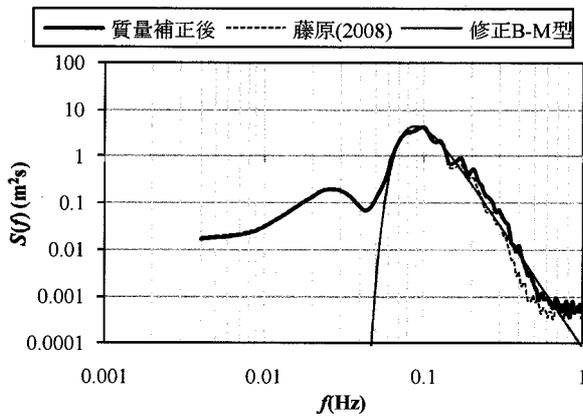
実務で用いる場合は、通常の水理模型実験と同様に入射波高検定等によって入射波高が目標値に一致するよう調整を行うことから、多少の波高値のずれは特に大きな問題とはならない。

図-6は目標有義波周期で無次元化した有義波周期の空間分布を示したものである。造波ソース近傍で

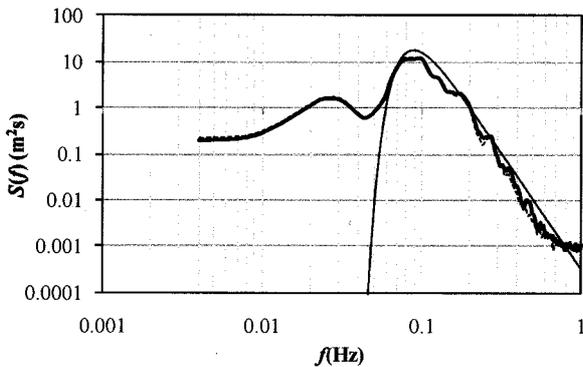
は周期が短くなる傾向を示すが、こちらも1波長程度離れば目標有義波周期に近づく。また伝播に伴い周期は長くなる傾向を示す。これは、造波に伴い発生した長周期波の影響と考えられる。伝播に伴い自由長周期波と拘束長周期波が分離し長周期波の振幅が大きくなるためと考えられる。

(4) 周波数スペクトルの比較

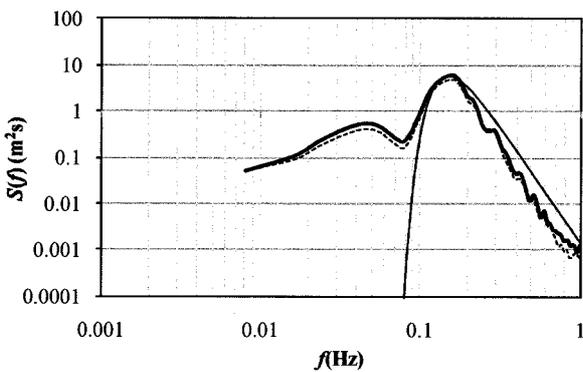
図-7は造波ソース位置から3波長の位置における水位変動のパワースペクトルを比較したものである。波形勾配の小さいCase 1ではほぼターゲットとするスペクトルが再現できていることがわかる。波形勾配が大きくなるにつれて、碎波の影響により高周波数側のエネルギーが目標値である修正Bretschneider-光易型スペクトルよりも小さくなり、碎波の影響の



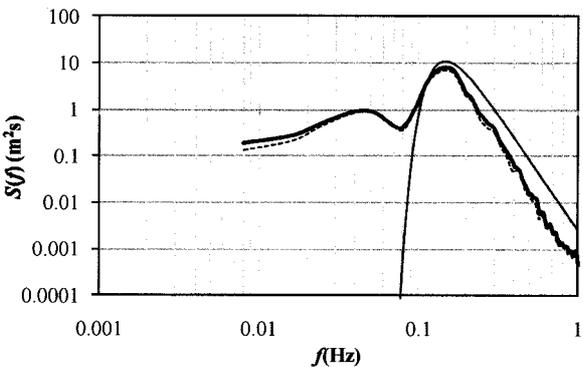
(a) Case 1 (波形勾配0.020)



(b) Case 2 (波形勾配0.040)



(c) Case 3 (波形勾配0.062)



(d) Case 4 (波形勾配0.083)

図-7 周波数スペクトルの比較

大きいCase 4では高周波側でのエネルギーの低下が顕著に表れ、瘦せたスペクトルとなっている。砕波が生じていない図-7(a)を詳細にみると、長周期側でエネルギーの増大とピーク周波数の2~3倍の周波数付近でエネルギーがターゲットのスペクトルより大きくなっている。これらは、波の非線形性の影響によって付加的に生じたエネルギーである。以上のようにパワースペクトルを見る限り不規則波として構造的な問題は見られないことが確認できた。

5. おわりに

非常に簡便な方法による不規則波の造波方法を提案し、本手法によって造波に伴う質量の増加などの問題を抑えつつ、良好に不規則波を発生できることがわかった。なお、本手法は造波ソースにおいて与える流速が一様分布であること、質量補正量が時間に依存しないことにより、造波に伴って副次的に発生する二次波峰や長周期波を理論的に評価することが可能である^{6),7)}。したがって、本手法は今後の応用研究や多方向造波への展開に対して非常に有利となるものと考えられる。

参考文献

- 1) (財)沿岸技術研究センター：CADMAS-SURF 実務計算事例集，沿岸技術ライブラリー，No. 30，306p，2008。
- 2) 藤原隆一，山崎智弘，橘川正男，早瀬松一：複合断面地形の波の遡上に対する VOF 法の適用性と不規則波モデルへの拡張，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.136-140，2002。
- 3) 藤原隆一：数値波動水路内で線形理論を用いて発生させた不規則波の特性および適用限界に関する一考察，海岸工学論文集，第 52 巻，pp.41-45，2005。
- 4) 藤原隆一：線形理論を用いた不規則波信号作成における流速の補正方法，海洋開発論文集，第 24 巻，pp.873-878，2008。
- 5) Wheeler, J.D. : Method for calculating forces produced by irregular waves, Journal of Petroleum Technology, pp.359-367, 1970.
- 6) 合田良実，賀川真有：造波水路内の波峰分裂のメカニズムについて，海岸工学論文集，第 44 巻，pp.6-10，1997。
- 7) Barthel, E.P.D., Mansard, S.E., Sand, S.E. and Vis, F.C. : Group bounded long waves in physical models, Ocean Engineering, Vol.10, No.4, pp.261-294, 1983.
- 8) 例えば，合田良実：耐波工学 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版会，p196-198，2008。
- 9) Phillips, O.M. : The Dynamics of the upper ocean, second ed., Cambridge University Press, Cambridge, pp.61-65,1977.
- 10) 藤原隆一，藤間功司，成毛辰徳，稲垣聡，安井章雄，和田匡史：CADMAS-SURF で発生させた不規則波の伝播特性，海洋開発論文集，第 24 巻，pp.885-890，2008。
- 11) Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W. : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beats', Journal of Fluid Mechanics, Vol.13,pp.481-504,1962.