

波群に伴う長周期波の流速場について

寛 田 博 章*・水 口 優**

1. はじめに

波群性長周期波に関する研究は盛んに行われており、特に長周期波の水位変動に関する研究は著しく発展している。拘束長周期波については radiation stress の概念を用いた Longuet-Higgins and Stewart (1962) (以下 LHS と記す) の時系列解析, あるいは 2 次の非線型干渉理論 (Sand, 1982) で表すことができ、長周期成分と拘束長周期波の差が自由長周期波であることが明らかになっている。長周期波の水位変動に関する研究とは対称的に長周期波の流速場については、理論的研究は行われているものの実測については現地観測 (例えば佐藤, 1997) しか行われておらず、その特性は明らかでない。

本研究は、一様水深部を伝播する波群に伴う拘束, および自由長周期波の流速場の特性を実験的に検証することを目的とする。あわせて短周期, および長周期の自由波の発生を抑える波群造波についても検討した。

2. 実験の概要と実験結果

2.1 実験方法と実験条件

実験は両端にピストン型造波装置を有する断面水槽の片側の造波装置を用いて行った (図-1)。水位変動の計測には新容量式波高計 (正豊工学製) を用い、 $x=1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0, 16.0, 20.0$ m の地点に設置した。流速の測定については可搬型レーザードップラー流速計 (DANTEC 製, 以下 LDV とする。) を用い、 $x=2.0, 12.0$ m の地点で鉛直方向に 5~10 点計測を行った。なお、各地点の流速の測定は同時計測ではない。水位の計測は

$z=-15$ cm 地点での流速と同時計測を行った。データのサンプリング周波数は 50 Hz とした。造波波群としては次式で表される単一波群を用いた。

$$\eta(0, t) = \begin{cases} A_i(0, t) \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) & 0 < t < T_g \\ 0 & t < 0, t > T_g \end{cases} \dots (1)$$

初期包絡関数 $A_i(0, t)$ は、

$$A_i(0, t) = (a_{\max}/2) \left\{ 1 - \cos\left(\frac{2\pi}{T_g}t\right) \right\} \dots (2)$$

である。 $a_{\max}$ は包絡波形の最大振幅、 T は基本波の周期、 T_g は波群の継続時間を表す。自由長周期波の発生を抑える造波板の変位 $\xi(t)$ は最低次の造波板の変位を考慮した松立・水口 (1997) の式から求めた。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = u_p(0, t) + u_{L1}(0, t) + \xi_{L1} \frac{\partial u_p}{\partial x} \Big|_{x=0} \dots (3)$$

$$u_p(x, t) = \frac{\omega(\sinh 2kh + 2kh)}{2(\cosh 2kh - 1)} \eta(x, t) \dots (4)$$

$$u_{L1}(x, t) = \frac{C_g}{h} \eta_*(x, t) \dots (5)$$

$$\xi_{L1}(t) = \int_0^t u_{L1}(0, t) dt \dots (6)$$

$$\eta_*(x, t) = -\frac{S_{xx}}{\rho(C_L^2 - C_g^2)} \dots (7)$$

η_* は LHS の拘束長周期波の水位変動解、 u_p と u_{L1} は基本波と拘束長周期波の水位変動に対応する水平流速、 ξ_{L1} は拘束長周期波の造波板の変位、 h は水深、 $C_L (= \sqrt{gh})$ は線形長波の波速、 k, ω, C_g, S_{xx} はそれぞれ基本波の波数、角周波数、群速度、radiation stress を表す。なお、(3) 式で右辺第一項のみ考慮すると自由長周期波を制御しない単純造波となる。

入射波条件は、 $a_{\max}=1.5$ cm、 $T=1.7$ s、 $T_g=13.6$ s、 $\eta_{*i}=-0.134$ cm、自由長周期波を制御する場合 (ケース 1)、およびしない場合 (ケース 2) の波群が 2 ケース、さらに上記の条件における拘束長周期波を自由長周期波として造波した場合 (ケース 3) 1 ケース、計 3 ケースである。 η_{*i} は入射波条件から算定した拘束長周期波の振幅を表す。自由長周期波の造波は次式で表される線形長波近似で行った。

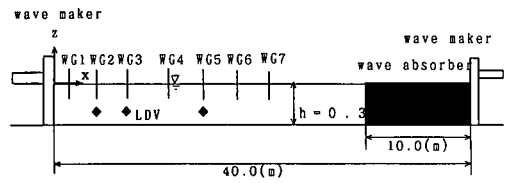


図-1 実験装置

* 学生会員 工修 中央大学大学院理工学部研究科土木工学専攻
** 正 会 員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

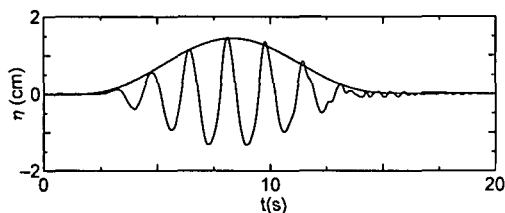
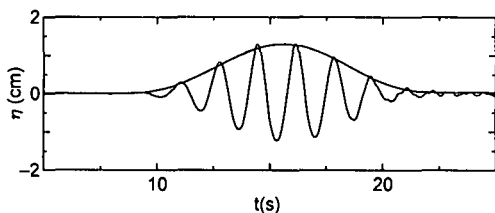
(a) ケース 1, $x=2.0$ m(b) ケース 2, $x=12.0$ m

図-2 水位変動と包絡波形の時系列

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = u_{L1}(0, t), \quad u_{L1} = \sqrt{\frac{g}{h}} \eta_*(x, t) \quad \dots\dots (8)$$

2.2 実験結果と考察

図-2(a), (b)の実線はケース 1, 2 の水位時系列データと包絡波形を表す。包絡波形は水位変動の絶対値に数値フィルターを施す List (1991) の手法により算定した。図-2(a), (b) の水位変動データより長周期成分 (8 s 以上) を抽出したものが図-3(a), (b) である。点線は拘束長周期波を表し、得られた包絡波形を用いて LHS の水位変動解 (7) より算定した。破線は自由長周期波を表し、実測の長周期成分と拘束長周期波との差とした。図-4 は自由長周期波を造波した場合の実測の水位変動を表す。実線は実測値、波線は線形長波理論 $\eta_*(x - C_L t)$ を表す。なお、波群造波に伴う長周期波の水位変動についての詳細は寛田・水口 (1996), 松立・水口 (1997) を参照してもらいたい。

図-5(a), (b) は LDV で計測した水平、鉛直流速、およびそれらの包絡波形を表す (ケース 1)。点線は水位変動の包絡波形を微小振幅波理論により流速の包絡波形に変換したものを表す。流速の包絡波形と水位の包絡波形から変換した流速の包絡波形は良く一致している。図-5(a) における水平流速データより長周期成分を取り出したものが図-6 である。実測値を次式で表される強制項付きの浅海長波方程式から得られる長周期波の流速解と比較した。

$$u_L(x, t) = u_{L1}(x, t) + u_{L2}(x, t) + u_f(x, t) \\ = \frac{C_g}{h} \eta_*(x, t) - \frac{E}{\rho h C} + \frac{C_L}{h} f(x - C_L t) \quad \dots (9)$$

f は任意の岸向きの自由長周期波、 E と C は基本波のエネルギーと波速を表す。 u_{L1} は拘束長周期波の水位変動に

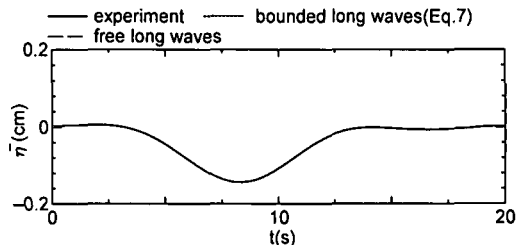
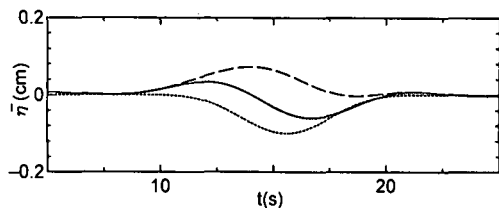
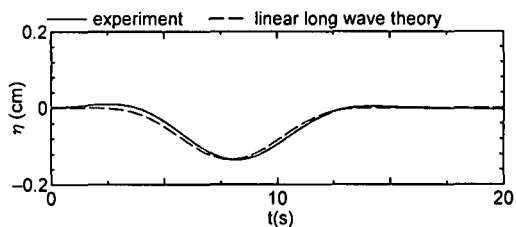
(a) ケース 1, $x=2.0$ m(b) ケース 2, $x=12.0$ m

図-3 長周期成分の水位変動の時系列

図-4 自由長周期波の水位変動 (ケース 3, $x=2.0$ m)

対応する水平流速, u_{L2} は基本波の質量輸送の効果キャンセルする戻り流れ, u_f は自由長周期波の水平流速を表す。なお, u_f を無視すると LHS の拘束長周期波の水平流速解 ($u_{L1} + u_{L2}$) となる。破線, および点線は図-2(a) の包絡波形を用いて算定した u_{L1} と LHS の水平流速解を表す。実測値は u_{L1} に比べ LHS の水平流速解と良く一致している。LHS の水平流速解が妥当であるといえる。図-7 は自由長周期波のみ造波した場合の水平流速を表す (ケース 3)。点線は図-4 における水位データを線形長波近似で流速に変換したものを表す。実測値と水位データを流速に変換したものとの一致度は非常に良い。図-8 は自由長周期波の制御をしない場合の長周期成分の水平流速を表す (ケース 2)。破線は (9) 式の質量輸送項を無視した $u_{L1} + u_f$ を, 点線は (9) 式を表す。実測値は (9) 式と良い一致を示している。長周期波の流速場は拘束長周期波と自由長周期波の流速の線形和として表すことができる。なお、長周期成分の鉛直成分については、全てのケースにおいて存在しなかった。図-9(a), (b), (c) は長周期成分の水平流速の鉛直分布について実測値と理論値を比較したものである。 u_{L*} は LHS

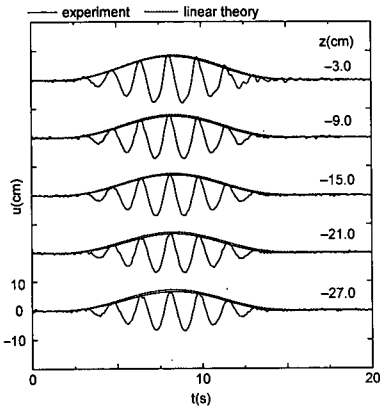
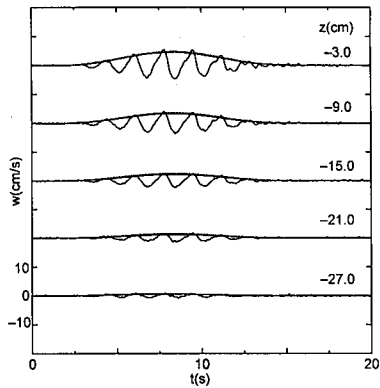
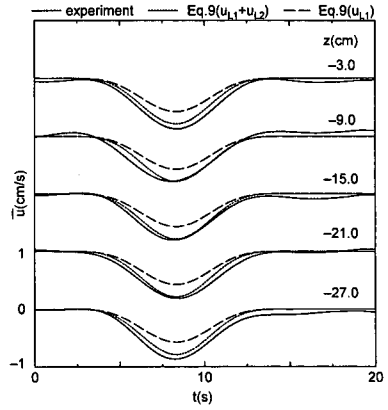
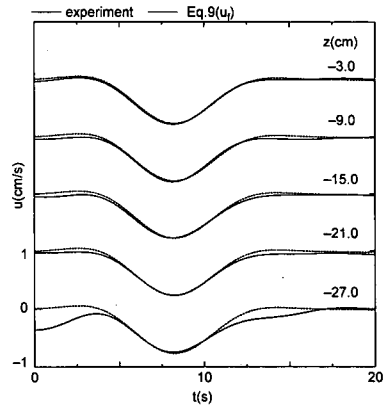
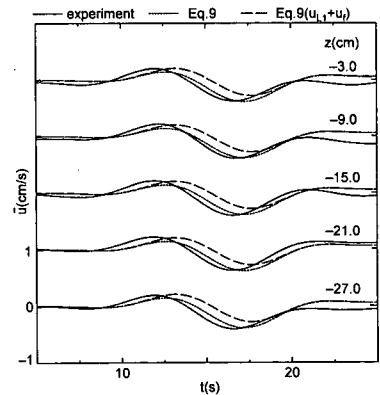
(a) 水平流速 (ケース 1, $x=2.0$ m)(b) 鉛直流速 (ケース 1, $x=2.0$ m)

図-5 水平, および鉛直流速と包絡波形の時系列

の水平流速解の振幅, u_{f*} は自由長周期波の水平流速解 u_f の振幅を表す。いずれのケースも実測の水平流速はほぼ鉛直方向に一樣に分布しており, 理論値と良い一致を示している。

2.3 波群造波における拘束長周期波の水平流速

本研究では波群造波に伴う自由長周期波の発生を抑える造波において, 拘束長周期波の水平流速として拘束長周期波の水位変動に対応する水平流速 u_{L1} のみ用いており, 基本波の質量輸送をキャンセルする戻り流れ u_{L2} を考慮していない。そこで自由長周期波の制御における与えるべき拘束長周期波の水平流速を Boussinesq 方程式の数値シミュレーションにより検討した。計算結果より長周期成分を抽出したものが図-10 である。点線の LHS 解は初期包絡波形が変調せず伝播するものとして計算を行った。質量輸送の効果を無視した場合は LHS 解と良い一致を示すが, 質量輸送の効果を考慮すると過大な制御となる。自由長周期波の制御は従来通り (3) 式を用いればよい。

図-6 長周期成分の水平流速 (ケース 1, $x=2.0$ m)図-7 自由長周期波の水平流速 (ケース 3, $x=2.0$ m)図-8 長周期波の水平流速 (ケース 2, $x=12$ m)

3. クノイド波群と長周期波

波高の大きい条件で (3) 式の様な線形造波理論を用いて波を造波すると高次の短周期の自由波が発生し, 目標とする波の場が得られず実験の妨げになる場合があ

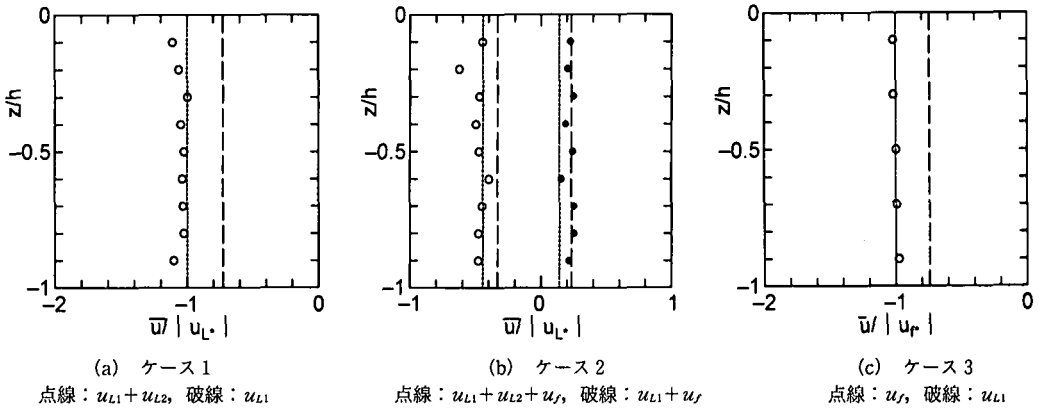


図-9 長周期波の水平流速の鉛直分布 (白丸と黒丸は実測値の最小値と最大値を表す。)

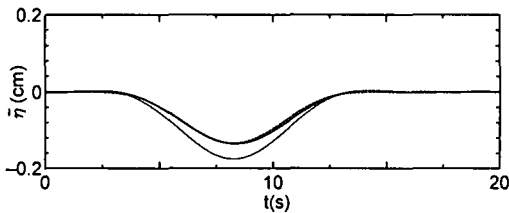


図-10 長周期成分の水位変動
太実線: 質量輸送無視, 細実線: 質量輸送考慮, 点線: LHS 解 (7) 式

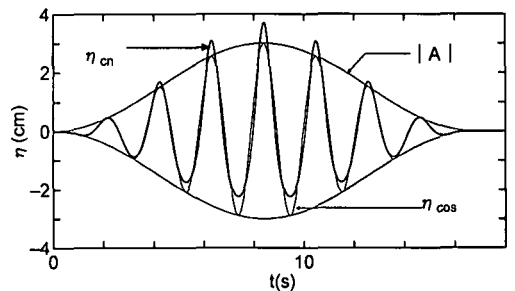


図-11 正弦波群とクノイド波群の波形

る。そこで本研究では高次の短周期, および長周期の自由波の発生を抑える造波について検討した。造波理論は Goring and Raichlen (1980) の理論を参考にした。入射波群として (1) 式の代わりに次式で表される 1 次オーダーのクノイド波を基本波とする波群を用いる。

$$\eta_{cn} = H(x, t) \{ cn[\theta, \kappa] - \overline{cn^2} \} \quad (10)$$

ここで,

$$\theta = 2K(x/L - t/T) \quad (11)$$

H は波高, cn はヤコビの楕円関数, κ は母数, K は第一種完全楕円積分, $\overline{\quad}$ は周期平均を表す。母数 κ は H の変化に対応して求める。基本波がクノイド波の波群と正弦波の波群を比較したものが図-11 である ($H = 2A_1$)。 (10) 式に対する造波板の変位は,

$$\xi_p(t) = \frac{L}{2Kh} \left[H \overline{cn^2} \theta_c + \frac{H}{K^2} \{ E(\theta_c, \kappa) - (1 - \kappa^2) \theta_c \} \right] \quad (12)$$

$$\theta_c = 2K(t/T - \xi_p/L) \quad (13)$$

となる。ここで, $E(\theta_c, \kappa)$ は第二種楕円積分を表す。自由長周期波も制御する場合, 次式を (12) 式に加える。

$$X_L(t) = \int_0^t \left(\frac{C_g}{h} \eta_* + \xi_{L1} \frac{\partial u_{cn}}{\partial x} \right) dt \quad (14)$$

ただし C_g や η_* に含まれる radiation stress は微小振幅波理論に基づく式を用いた。

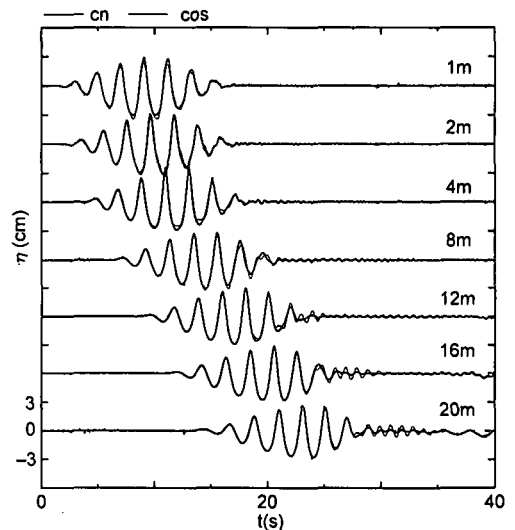


図-12 クノイド波群と正弦波群の水位変動
 $a_{max} = 3.0$ cm, $T = 2.1$ s, $T_g = 16.8$ s, 自由長周期波制御

実験装置, 水深および計測機器は 2.1 と同じである。相対水深 $kh = 0.55 \sim 0.70$, 波高水深比 $a_{max}/h = 0.1 \sim 0.3$ の範囲でクノイド波群と正弦波群を造波した。図-12 は実

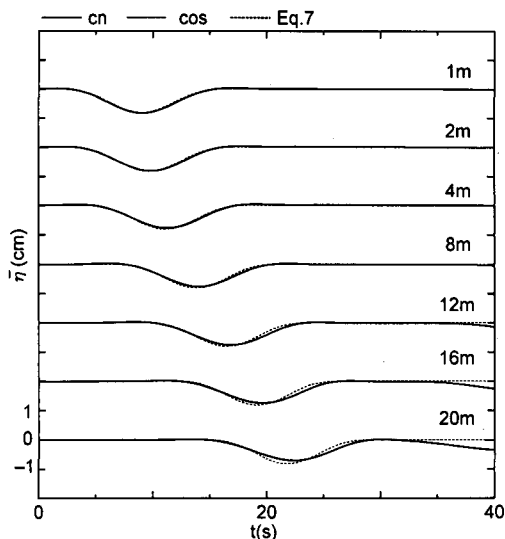


図-13 クノイド波群と正弦波群の長周期成分の水位変動

測のクノイド波群と正弦波群の水位変動を比較した1例である。正弦波群を造波した場合、2倍周波数以上の成分が発生し位相速度の違いにより伝播に伴い基本波群から分離していく。クノイド波群で造波した場合は、3倍周波数以上の成分は制御仕切れていないものの2倍周波数成分の発生は抑えられている。図-12のデータから長周期成分を抽出したものが図-13である。点線のLHSの水位変動解は初期包絡波形が変調せず伝播するものとして計算を行った。造波板付近ではクノイド波群と正弦波群の長周期成分、およびLHS解の3者は良く一致している。なお、自由長周期波を制御しない場合についても3者は良く一致していた。実験条件の範囲内では本手法により短周期、および長周期の自由波を抑えられることが確認できた。図-10はクノイド波群と正弦波群の長周期成分の水平流速を比較したものである。水平流速も水位変動と同様、3者の一致は良好である。

4. おわりに

LDVを用いて波群に伴う長周期波の流速場について

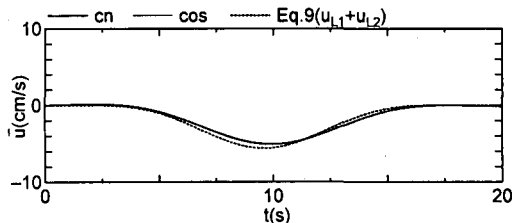


図-14 クノイド波群と正弦波群の長周期成分の水平流速

調べた。得られた結果をまとめると、

①実際に観測される波群に伴う拘束長周期波の水平流速は、拘束長周期波の水位変動に対する水平流速だけではなく基本波の質量輸送の効果をキャンセルする戻り流れも存在する。②LHSの拘束長周期波の水平流速解が妥当であることが確認できた。なお、自由長周期波も存在する場合、長周期成分の水平流速はLHSの拘束長周期波の水平流速解と自由長周期波の水平流速の線形和で表すことができる。③長周期成分の水平流速は鉛直方向に一様であり、鉛直成分は存在しない。④波群造波に伴い発生する自由長周期波の制御における拘束長周期波の水平流速は(5)式を用いればよく、質量輸送の効果は考慮しなくてよい。⑤短周期と長周期の自由波の発生を抑える造波について検討し、有効であることが確認できた。

参考文献

- 佐藤慎司 (1997): 浅海域における長周期流速変動の発達特性, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 256-260.
- 寛田博章・水口 優 (1996): 単一波群による長周期波, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 161-165.
- 松立博樹・水口 優 (1997): 浅海域における波群の伝播変形と長周期波, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 211-215.
- Goring, D. and Raichlen, F. (1980): The generation of long waves in the laboratory, Coastal Engineering, pp. 763-783.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with applications to 'surf-beats' J Fluid Mech, Vol. 13, pp. 481-504.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional seas, Coastal Eng., Vol. 6(3), pp. 196-208.