

鉛直壁における斜め波の越波と反射率について

森屋陽一*・大福浩之**・水口 優***

1. はじめに

斜め波の越波に関する研究は、これまでに実験的には行われている。例えば、井上・土屋 (1971) は規則波について、高山ら (1984) は不規則波について、鉛直壁に斜め入射する場合の越波について実験的に研究し、入射角の増加に伴い越波量が減少することを示している。しかしながら、壁前面の波高分布の非一様性や多重反射の影響により、定量的判断は難しく評価も一致していない。最近、直角入射の場合について、壁直前での入射波と越波量、及び反射率をエネルギーフラックスの釣り合いより直接的に関連づけたモデルが提案され (Mizuguchi, 1993), そのモデルの有効性が非常に高いことが実験的に示された (横山・水口, 1993)。ここでは、Mizuguchi のモデルを斜め入射規則波の場合に拡張したモデルを提案し、波動理論として微小振幅波理論及び一次のクノイド波理論 (入射波と反射波の干渉なし) を用いたものについて検討し、さらに壁面摩擦の寄与について数値的に調べる。また、多方向波造波装置を有する三次元水槽内に鉛直壁を設置し、水理実験によりここで提案するモデルの有効性を実験的に検討する。

なお、実験は多方向波造波装置を用いて行ったが、この実験が精度良く行えるようになったのは、造波にあたり端部制御方式 (水口, 1993; 寛田ら, 1994) を用いた結果である。また、斜め反射の場合の反射率を求めるのに、森屋ら (1994) の提案した線形長波理論に基づく斜め反射の場合の入・反射波の分離手法を用いた。

2. 斜め波の越波と反射率モデル

2.1 斜め入射の場合の鉛直壁前面の波浪場と越波量

鉛直壁前面の波浪場を斜め入射波とその反射波が線形的に重なりあつてできる部分重複波浪場と見なす。座標系の取り方は、図-1 に示す。壁前での水面変動 η_e は、入・反射波間の位相のズレはないとすると、微小振幅波理論では、

$$\eta_e = \eta_i + \eta_r = \frac{H_i}{2} \cos(\phi_i) + \frac{H_r}{2} \cos(\phi_r) \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi_j = kx \cos \theta_j + ky \sin \theta_j - \sigma t \quad j=i, r \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで、 H は波高、 k は波数、 σ は角周波数、 θ は波向であり、添え字の i, r はそれぞれ入射波、反射波の諸量であることを示す。一次のクノイド波理論では、入射波と反射波の干渉がないとすると、

$$\eta_e = \eta_i + \eta_r = \frac{H_i}{2} [cn^2(\phi_i; \kappa) - \overline{cn^2}] + \frac{H_r}{2} [cn^2(\phi_r; \kappa) - \overline{cn^2}] \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_j = \frac{K(\kappa)}{\pi} \phi_j \quad j=i, r \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで κ は楕円関数の母数、 $K(\kappa)$ は第一種完全楕円積分であり、上線は時間平均を表す。また、水平流速 u_w, v_w 、及び鉛直流速 w_w は、

$$u_w = H_u \{\eta_i \cos \theta_i + \eta_r \cos \theta_r\} \dots\dots\dots (5)$$

$$v_w = H_u \{\eta_i \sin \theta_i + \eta_r \sin \theta_r\} \dots\dots\dots (6)$$

$$w_w = -H_w \{\eta_i \tan \phi_i + \eta_r \tan \phi_r\} \dots\dots\dots (7)$$

である。ただし、微小振幅波理論では、

$$H_u = \frac{\sigma \cosh k(h+z)}{\sinh kh}, \quad H_w = \frac{\sigma \sinh k(h+z)}{\sinh kh} \dots (8)$$

であり、一次のクノイド波理論では、

$$H_u = \sqrt{g/h}, \quad H_w = 0 \dots\dots\dots (9)$$

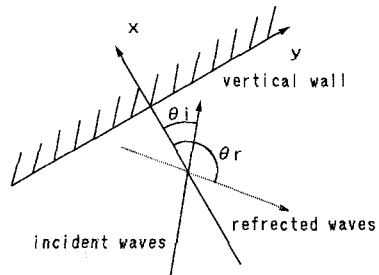


図-1 座 標 系

* 学生会員 工修 中央大学大学院 土木工学専攻
 ** 中央大学学生 (現 旭硝子住宅)
 *** 正 会 員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

である。ここで、 g は重力加速度、 h は水深である。

直角入射の場合の単位時間当たりの越波量は堰の越流公式から求められている(吉川ら, 1967)。同様に考えて斜め入射の場合の y 方向のある地点での単位幅当たりの越波量 q_e は、天端高を H_c とし、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} q_e &= \frac{1}{T} \int_0^T \int_{u_w^2/2g}^{u_w^2/2g + \eta_e - H_c} u_e dz dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \int_{u_w^2/2g}^{u_w^2/2g + \eta_e - H_c} \sqrt{2g\eta_e} (d\eta_e) dt \\ &= \frac{2\sqrt{2g}}{3T} \int_{\eta_e > H_c} \left\{ \left(\frac{u_w^2}{2g} + \eta_e - H_c \right)^{3/2} - \left(\frac{u_w^2}{2g} \right)^{3/2} \right\} dt \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここでは、接近流速 u_w の効果を考慮した。また、縮流の効果はほとんど無視できるとして縮流係数の値は1とした。なお u_e は、越流速で、完全流体を仮定し、越波は水位が天端を越えた場合の横越流であるとする、

$$u_e = \sqrt{2g\eta_e'} \quad \dots\dots\dots(11)$$

となる。 η_e' は、鉛直壁上の越波波形の表面までの鉛直距離である。接近流速の効果を無視すれば、越波量は水位のみによることになる。(10)式を計算するために必要な越波波形 η_e 及び接近流速 u_w の式中の反射波高の大きさについては、以下に示すエネルギーフラックスの保存の考え方から定めることができる。

2.2 エネルギーフラックスの保存則

斜め入射にともなう越波、反射という状況でのエネルギーフラックスの保存則は、 y 方向に現象は一様であるとする、以下の式で表せる。

$$F_x = F_e + F_f \quad \dots\dots\dots(12)$$

ここで、 F_x は鉛直壁直前での x 方向のエネルギーフラックスであり、 F_e 、 F_f はそれぞれ y 方向の単位長さ当たりの越波、及びその他(壁面での摩擦など)のエネルギー損失である。波による x 方向のエネルギーフラックスは、入射波と反射波の干渉がなければ、次のように表せる。

$$F_x = E_i c_g \cos \theta_i + E_r c_g \cos \theta_r \quad \dots\dots\dots(13)$$

c_g は群速度であり、波のエネルギー E は、

$$E = \rho g f_2 H^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

である。ここで、 f_2 は一次のクノイド波理論による波のエネルギーと波高の関係を表す係数であり(Isobe, 1985)、微小振幅波の場合 1/8 になる。また、一次のクノイド波理論による群速度は、 \sqrt{gh} である。

越波によるエネルギー損失 F_e は、(10)式と同様に求めると、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_e &= \frac{1}{T} \int_0^T \int_{u_w^2/2g}^{u_w^2/2g + \eta_e - H_c} u_e \left\{ \frac{\rho}{2} (u_w^2 + v_w^2 + w_w^2) + \rho g z \right\} dz dt \\ &= \frac{2\sqrt{2g}}{3T} \int_{\eta_e > H_c} \rho g \left\{ \left(\frac{u_w^2}{2g} + \eta_e - H_c \right)^{3/2} - \left(\frac{u_w^2}{2g} \right)^{3/2} \right\} \end{aligned}$$

$$\cdot \left\{ \eta_e + \frac{1}{2g} (v_w^2 + w_w^2) \Big|_{z=0} \right\} dt \quad \dots\dots\dots(15)$$

その他のエネルギー損失 F_f として、壁面による摩擦によるもののみを考える。摩擦によるエネルギー損失の反射率への寄与は、越波に比べて二次的であると考えられるので、微小振幅長波理論の範囲で考えることとする。壁面に働くせん断力 τ は、

$$\tau = \frac{1}{2} \rho f v_w |v_w| \quad \dots\dots\dots(16)$$

である。ここで f は摩擦係数である。摩擦によるエネルギー損失は、 $\theta_r = 180^\circ - \theta_i$ (regular reflection) とすると、

$$\begin{aligned} F_f &= \int_{-h}^0 \overline{v_w \tau} dz \\ &= \frac{\rho}{12\pi} h f \left(\frac{g}{h} \right)^{3/2} \sin^3 \theta_i (H_i + H_r)^3 \quad \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

となる。以上により反射の対称性 ($\theta_r = 180^\circ - \theta_i$) が成立する場合は、壁直前 ($x=y=0$) での入射波の諸量を与え、(13)、(15)、(17)式を(12)式に用いて、反射率(反射波高)を求め、その値を用いて越波波形及び接近流速を計算し、(10)式から越波量が求められる。なお(10)、(15)式の積分は数値的に行う。

斜め入射の場合の、越波によるエネルギー損失 F_e は、(12)、(13)式から基本的には $1/\cos \theta$ でエネルギー損失に寄与するので、入射角が大きくなるに従い、反射率は低下し、あわせて越波量も低下することになる。また、入射角が大きいと(15)式中の v_w も効いてきて、反射率の低下に寄与し得る。

2.3 数値計算例

越波量を無次元化するための基準量 q_0 として、角度の効果が見やすいように、次の量を用いた。

$$q_0 = \frac{H_i}{2} \sqrt{gh} \quad \dots\dots\dots(18)$$

パソコンによりこのモデルの数値計算を行った結果を以下に示す。図-2は入射波高 $H_i = 6$ cm として、入射角に対する反射率 K_r と無次元越波量 q_e/q_0 の変化を示すものである。反射率、越波量は共に、入射角の増加に伴って減少し、減少の度合いは入射角が大きいほど大きい。また、摩擦の寄与は、入射角が大きくなると反射率、越波量ともに小さくなるように効くが、摩擦係数の値(ここでは $f=0.1$) にもよるが、定量的にはあまり影響はない。

図-3は入射角 $\theta_i = 30^\circ$ として、天端高で無次元化した入射波高に対する反射率と越波量の変化である。 $H_i/H_c = 1$ では微小振幅波理論によれば、反射率は1、越波量は0であるが、クノイド波理論では、波峰の鋭尖化のために、反射率は0.996、無次元越波量は0.00145である。

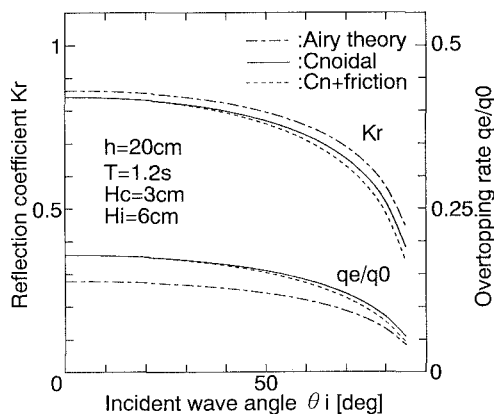


図-2 入射角に対する反射率と無次元越波量

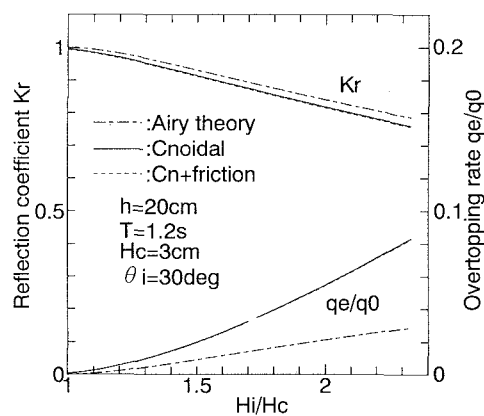


図-3 入射波高に対する反射率と無次元越波量

3. 越波と反射率に関する実験

3.1 実験の概要

実験は図-4に示す連続型多方向波造波装置(造波板は、幅30cm×28枚)を有する平面水槽(幅1030cm、長さ700cm、深さ60cm)内に、長さ540cm、高さ12.0cmの鉛直壁(耐水ベニヤ板製で上部は45°の鋭角である)を設置した。鉛直壁端部で発生する回折波を低減させるために、鉛直壁両端部に消波工を設置し、端部制御方式(水口, 1993)により一様な波高分布を持つ規則波を造波した。造波する波向は0°および15°とし鉛直壁を傾けることで、鉛直壁への入射角を0°~75°, 15°刻みになるようにした。全ての実験ケースにおいて、水深は $h=10.0$ cm(天端高 $H_c=2.0$ cm)、周期は $T=1$ sである。相対水深 $h/(gT^2)$ にして0.0102であり、入射波高1cmでは浅海アーセル数 $U_s=(gHT^2/l^2)$ にして9.8、入射波高3.5cmでも $U_s=34.3$ であるので、一次のクノイド波理論及び線形長波理論にもとづく入・反射波の分離手法を適用す

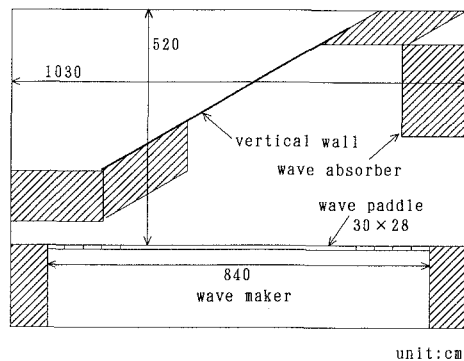


図-4 実験装置(鉛直壁及び消波工の設置位置は、入射角30°, 45°のケースのもの)

るのに、ほぼ妥当と考えられる条件である。計測には、新容量式水位計(正豊工学製)、及び超小型電磁流速計(アレック電子製)を用い、電気的なデータの取得は、サンプリング周波数100Hzでノート型パソコンで行った。測定は造波開始直前から鉛直壁などからの反射波が返ってくるまでの時間(20s間)を行った。

まず、鉛直壁前面の波浪場の様子を調べるために、入射波高 $H_i=1$ cmの非越波の場合について、鉛直壁直前の水位、及び鉛直壁から壁と直な(x)方向に x 方向の波長 L_x の1/12離れた地点での水位と水平2成分の流速を壁と平行な(y)方向に、 $y=-60$ cm~50cm、10cm間隔で測定した。各波向についての測定位置での波高、及び流速の全振幅の分布が図-5(a)~(f)である。入射角45°のケースは、波高、流速共に左端でかなり下がっているが、これはその領域が消波工の陰になっているためであり、 $y=-20$ cm付近以降は、ほぼ一様になっている。それ以外のケースは波高、流速共にほぼ一様な分布になっている。入射角0°の場合の壁と平行な方向の流速 v 及び入射角75°の場合の壁と直な方向の流速 u は共に0であった。

次に、入射波高が2, 2.5, 3, 3.5cmの場合について、入射角を0°~75°, 15°刻みで越波の実験を行った。非越波の場合の実験結果より、全てのケースにおいて $y=0$ cmの地点に幅20cmの集水箱を設置した。越波量は集水箱中に水位計を設置して測定した。

3.2 実験結果

水位、水平2成分流速及び集水箱中の水位計のデータの例を図-6に示す。流速データには電気的なノイズを除くために5Hzの数値ローパスフィルターをかけてある。このデータを用いて、入・反射波の分離(森屋ら, 1994)を行った結果の時系列が図-7である。分離には6~11sのデータを用いた。

図-8は入・反射分離して得られた反射角である。入射

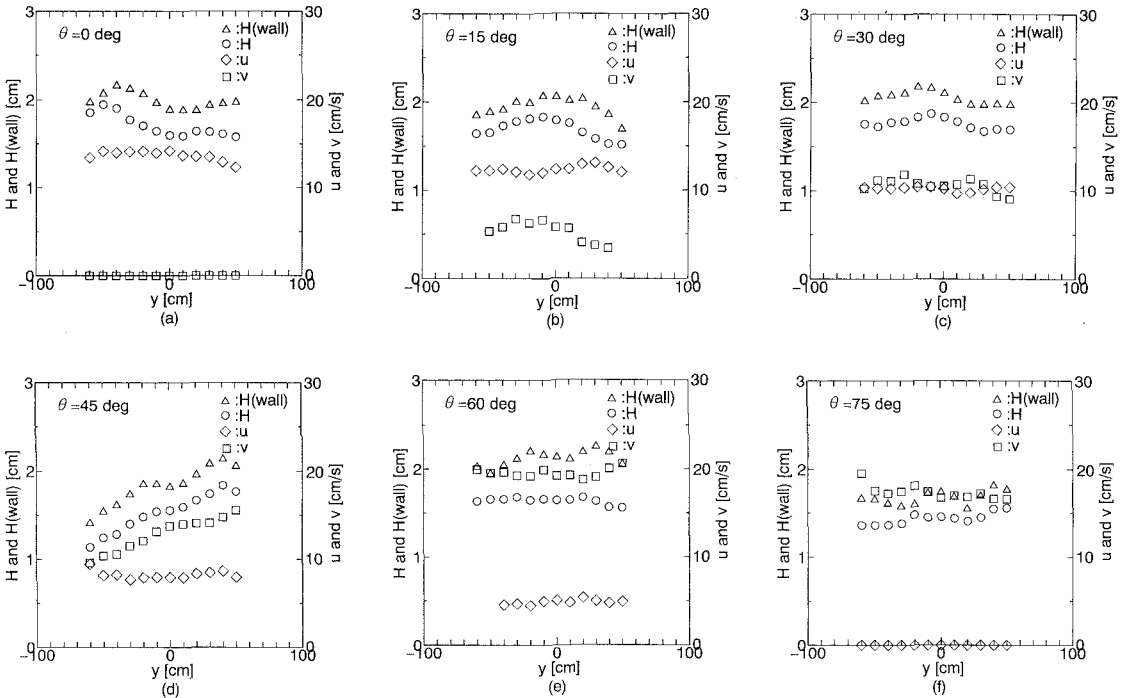


図-5 壁直前での波高、及び壁から $L_x/12$ 離れた地点での波高と水平2成分流速の全振幅 ($h=10$ cm, $T=1$ s, $H_i=1$ cm の非越波の実験)

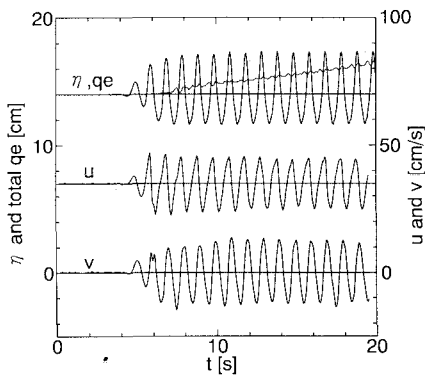


図-6 水位、流速及び越波量の時系列の例 ($h=10$ cm, $T=1$ s, $H_i=3$ cm, $\theta_i=30^\circ$)

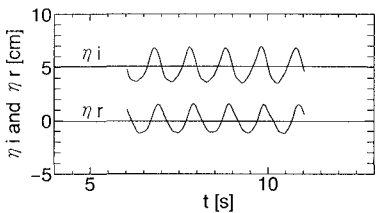


図-7 入・反射波の時系列の例 (条件は図-6と同じ)

角 $0^\circ \sim 45^\circ$ の入・反射波の分離結果は、ほぼ反射の対称性 ($\theta_r = 180^\circ - \theta_i$) が成り立っている。入射角 45° 以上のすべてのケースで、マッハシステム (壁に沿って進む波) が観察され、マッハシステムは入射角が大きいほど顕著に見られた。入射角 60° と 75° の場合は全てのケースで、水位計と電磁流速計の設置位置がマッハシステムの領域内となり、入・反射波の分離はできなかった。入射角 45° のケースでは、マッハシステムは形成されているが、計測地点がその領域外であり、マッハシステムの領域外では反射波の波向は、 $\theta_r = 180^\circ - \theta_i$ が成り立っている。図-9は入・反射分離して得られた入射波高の分布である。多少ばらつきはあるが、ほぼ目標値とした入射波高と同じ値になっている。図-10は入射角に対する反射率と越波量に関して、波動理論として一次のクノイド波理論を使ったモデルの計算結果と実験結果を比較したものである。ここではモデル計算においては壁面摩擦の効果は無視した。入射波高 2 cm の全てのケース、及び入射波高 2.5 cm の入射角 45° 以上のケースは越波しなかった。越波した場合、越波量は一次のクノイド波理論によるモデルの計算結果と比較すると、非常によく一致している。実験においては、壁面での水位の高まりが鉛直壁に沿って進み、その高まりが天端より高い場合に、壁に直な方向の越流が観察された。これは、このモデルの考え方と一致しており、

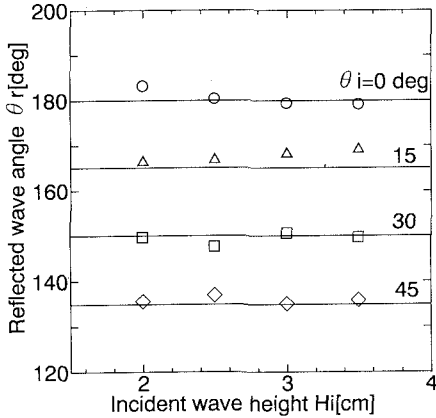


図-8 入・反射分離して得られた反射角

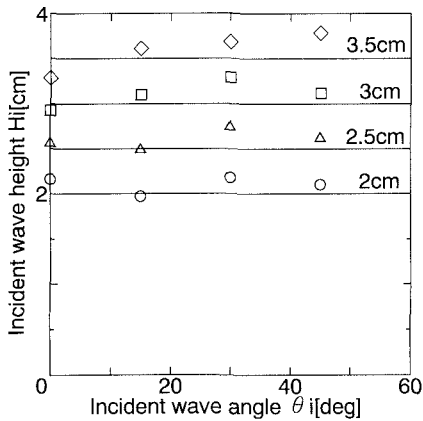


図-9 入・反射分離して得られた入射波高

図-10の結果は、モデルの考え方が定量的にも妥当であることを示している。ただし、詳細に見ると、入射角が大きくなると実験結果は計算結果を下回り、入射角が大きくなると共にその差も大きくなる。反射率に関しては、マッハシステムが発生するまでは妥当な結果を得ている。

4. おわりに

鉛直壁に斜め波が入射する場合の越波において、エネルギーフラックスの保存則に入射波諸量を与えて反射率を求め、その値を用いて越波量を求めるモデルを提案した。波動理論として、一次のクノイド波理論及び微小振幅波理論を用いて、モデルの計算を行い、入射角の増加にともない反射率、越波量が共に減少すること、壁面摩擦の影響はほとんど無視できることを数値的に示した。

また、ここで提案したモデルの有効性の検討のために、

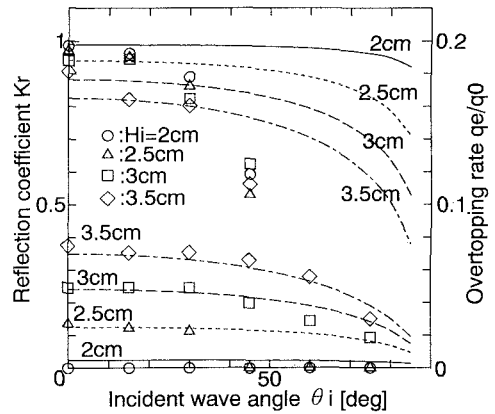


図-10 反射率と越波量

多方向波造波装置を用いて水理実験を行った。その結果、波動理論として一次のクノイド波理論を用いたモデルの計算結果と実験結果は、越波量に関して非常に良く一致した。反射率についてもマッハシステムが発生しない場合(入射角 30°まで)は、妥当な結果を得た。

今後の課題として、マッハシステムの発生、発達、及びその越波現象について、調べていく予定である。

参考文献

- 井上雅夫・土屋義人 (1971): 斜め入射波による鉛直堤の越波に関する実験的研究, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp. 259-264.
- 吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫 (1967): 海岸堤防の越波に関する基礎的研究 (1), 第 14 回海岸工学講演会論文集, pp. 118-122.
- 高山知司・永井紀彦・西田一彦・関口忠志 (1984): 斜め入射不規則波を用いた護岸の越波特性実験, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 542-546.
- 筧田博章・水口優・森屋陽一 (1994): 多方向造波装置において一様な波の場を作るための端部制御方式, 海岸工学論文集, 41 巻, pp. 106-109.
- 水口 優 (1993): 連続型多方向造波装置の造波理論と一様な波の場, 中大理工紀要, 第 36 巻, pp. 21-37.
- 森屋陽一・大福浩之・水口 優 (1994): 斜め反射の場合の入・反射波の分離手法について, 第 49 回年次学術講演会講演集, 土木学会 (印刷中)
- 横山 健・水口 優 (1993): 鉛直壁における越波量と反射率について, 海岸工学論文集, 40 巻, pp. 676-680.
- Isobe, M. (1985): Calculation and application of first order cnoidal wave theory, Coastal Eng., Elsevier, Vol. 9, pp. 309-325.
- Mizuguchi, M. (1993): Wave overtopping rate over a vertical wall and reflection coefficient, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol. 36, No. 1, pp. 37-47.