

円形造波ソースを用いた多方向不規則波の 無反射造波法について

大山 巧*・田中正博**・灘岡和夫***

1. はじめに

近年、世界各地の研究機関においてサーペント型造波装置 (Biesel, 1954; Gilbert, 1976; 高山, 1982) と呼ばれる多方向不規則波を対象とした造波装置が開発・設置されてきた。しかしこの装置では、1) 成分波の入射角が大きくなると、波の回折と側壁からの反射の影響で有効領域 (目標とする波動場が形成される領域) が狭くなること、2) 水槽内からの反射・散乱波が造波板や水槽の側壁で再反射するため、水槽内の波動場が乱れてしまうこと、が問題点として指摘されており、近年、これらの問題点を改善するための方法がいくつか提案されている。

まず有効領域を広げる手段としては、水槽側壁からの波の反射を利用する方法があげられる (Funke・Miles, 1987; Isaacson, 1989; Dalrymple, 1989)。この方法を用いることにより、造波板から所定の距離にある造波板と平行な断面上では、水槽全幅においてほぼ目標とする波浪場が得られることになる (Dalrymple, 1989)。しかし、成分波の入射角が大きくなると、設定断面からわずかに離れた位置でも目標とする波動場とのずれがかなり大きくなる。

また最近では、サーペント型造波機に反射波吸収機能を導入することが、平口ら (1991)、池谷ら (1992) により試みられている。これらは、水槽内に設置した複数の波高計から得られたデータを用いて入・反射波成分を分離し、水槽内から造波板に向かう反射波が再反射しないように造波板の運動を制御する方法である。しかし、任意の方向からの多成分反射波を対象にリアルタイム制御を行うことは現実的に極めて困難である。

以上のように、サーペント型造波法に対しては有効領域の拡張と無反射造波法に関する研究がなされているものの、それらの効果は実用上満足できるものとは言い難い。そこで本研究では、サーペント型とは全く異なる無反射型の多方向不規則波の造波方法として、わき出しソ

ース (以下、造波ソースと呼ぶ) を円形状に分布させる方法を提案する。本論文では、まず新たに提案する造波方法の基本原理について述べた後、グリーン関数法を用いた計算により有効領域の周波数特性を検討し、さらに側壁反射を利用したサーペント型造波法との性能比較の結果について述べる。

2. 円形造波ソース法の基本原理

本研究で提案する多方向不規則波の無反射造波装置の概念図を図-1 に示す。この装置は、複数のユニットに分割された円形状の造波ソースとその背後の消波装置から構成される。造波ソースとは、水のわき出しと吸い込みにより波を発生させる装置であり、基本原理は断面2次元の非線形波動解析で用いられている方法 (Brorsen・Larsen, 1987; 大山・灘岡, 1991) と同様である。造波ソースが不透過な造波板と決定的に異なる点は、水槽内から伝播してくる反射波を再反射することなく透過させることである。すなわち、水槽内からの反射波はソース背後の消波装置でエネルギーを吸収することができる。ただし、物理実験水槽の場合には、数値モデルとは異なり、造波ソースに対応した有限の大きさの装置を水面下に設置しなければならないため、厳密には再反射が起こることになるが、装置を小型化できれば実用上の問題はないものと思われる。

造波板の代わりに造波ソースを用いることにより無反射造波が容易に行えることは、この方法の大きな利点であるが、さらに造波ソースを円形状に配置することも、

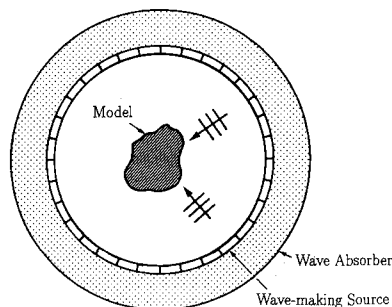


図-1 円形造波ソース法の概念

* 正会員 工博 清水建設(株)技術研究所環境技術研究部

** 正会員 清水建設(株)技術研究所環境技術研究部

*** 正会員 工博 東京工業大学土木工学助教授

多方向不規則波を発生させる上で大きな長所となる。すなわち、サーペント型の造波装置では造波性能が成分波の入射角に依存し、入射角が大きくなると回折や側壁からの反射の影響で目標とする波動場が得られる領域が狭くなるのに対して、円形状に分布した造波ソースでは任意の方向からの成分波を同じ性能で造波することが可能になるため、多方向からの成分波を含む不規則波に対しても効率の良い造波が期待できる。

3. 造波性能の理論的検証

多方向不規則波は、周期、波高、波向きが異なる成分波の和として表されるが、本造波方法ではその性能が入射角には依存しないので、ここでは単一の入射角 θ_i (図-2) を持つ規則波 (成分波) を造波させる場合を考える。造波ソースで発生する波は、常にソースから離れる方向に伝播するため、 $\theta_i - \pi/2 \leq \theta \leq \theta_i + \pi/2$ ($r=A$, A : 造波ソースの半径) の範囲のみにわき出し強度を与えることにし、透過側の $\theta_i + \pi/2 \leq \theta \leq \theta_i + 3\pi/2$ ($r=A$) の範囲ではわき出し強度は 0 とする。この場合、図-2 に示されるように、 $\theta_i + \pi/2 \leq \theta \leq \theta_i + 3\pi/2$ ($r=A$) では波の回折が起こり、その影響が造波ソースで囲まれた円形領域内にも現れることが予想される。そこで、この回折効果を調べるために、線形ポテンシャル理論に基づく理論的検討を行った。

(1) グリーン関数法の適用

一定水深 h の水槽内で、波高 H_i 、角振動数 σ 、入射角 θ_i の微小振幅波を発生するものとし、速度ポテンシャル ϕ を以下のように定義する。

$$\phi(r, \theta, z, t) = \phi(r, \theta, z)e^{-i\sigma t} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 z は静水面を 0 とし上向きを正とした鉛直座標である。 ϕ に関する基礎方程式は、以下のポアソン方程式で与えられる。

$$\nabla^2 \phi = U^*(\theta, z)\delta(r-A) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 U^* : 造波ソースでのわき出し強さ、 δ : ディラックのデルタ関数を表す。本検討では、造波ソース背後の消波装置からの再反射が起こらないものと仮定する。

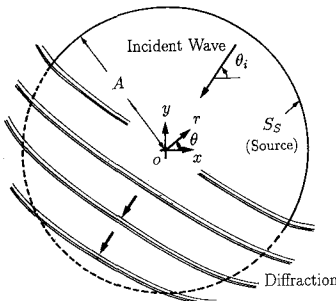


図-2 座標系と記号の定義

すなわち解析では、図-2 に示されるように、無限に広がる領域に半円形 ($r=A$, $\theta_i - \pi/2 \leq \theta \leq \theta_i + \pi/2$) の造波ソースが存在する場合を想定し、 $r \rightarrow \infty$ では Sommerfeld の放射条件を与える。

線形の自由表面条件と水槽底面での不透過条件を考慮に入れてグリーン関数法を適用すると、水槽内の任意の点 $P(r_p, \theta_p, z_p)$ におけるポテンシャルは以下のように表される。

$$\phi(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_s} U^* G ds \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 S_s は造波ソース面、 G は John (1950) により導かれた以下のグリーン関数である。

$$G = \frac{2\pi i(k^2 - K^2)}{h(k^2 - K^2) + K} \cosh k(h+z_p) \cdot \cosh k(h+z) H_0^{(1)}(kR_p) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4(k_n^2 + K^2)}{h(k_n^2 + K^2) - K} \cdot \cos k_n(h+z_p) \cos k_n(h+z) K_0(k_n R_p) \quad \dots\dots (4)$$

$$R_p = \sqrt{(r_p \cos \theta_p - r \cos \theta)^2 + (r_p \sin \theta_p - r \sin \theta)^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 k, k_n : 波数および固有値、 $H_0^{(1)}$: 第 1 種 0 次ハンケル関数、 K_0 : 第 2 種 0 次変形ベッセル関数、 $K \equiv \sigma^2/g$ である。

わき出し強度 U^* は、造波ソースで発生する波が水槽内外に伝播することを考慮すれば、目標とする波のポテンシャル ϕ_i を用いて以下のように与えられる (Brorson・Larsen, 1987)。

$$U^*(\theta, z) = 2 \frac{\partial \phi_i}{\partial r} \Big|_{r=A} \left(\theta - \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \theta_i + \frac{\pi}{2} \right) \quad \dots\dots (6)$$

ϕ_i を具体的に代入すると次式が得られる。

$$U^*(\theta, z) = -ik \cos(\theta - \theta_i) \frac{gH_i}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cdot e^{-ikA \cos(\theta - \theta_i)} \quad (\theta_i - \pi/2 \leq \theta \leq \theta_i + \pi/2) \quad \dots\dots\dots (7)$$

実際の物理水槽では、わき出し強さの鉛直分布を式 (7) のように $\cosh k(h+z)$ とすることは困難であり、これに対応して造波ソースの近傍には減衰散乱波成分が存在することになる。この減衰散乱波成分の大きさは、わき出し装置の形状やわき出し方法により異なるが、本検討では簡単のため進行波成分のみを考慮する。

式 (4)、式 (7) を式 (3) に代入して鉛直方向の積分を具体的に行えば、固有関数の直交性から式 (4) における無限級数項は消去でき、最終的に次式に導かれる。

$$\phi(P) = \frac{gH_i}{2\sigma} \varphi(r_p, \theta_p) \frac{\cosh k(h+z_p)}{\cosh kh} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\varphi = -\frac{kA}{2} \int_{\theta_i - \pi/2}^{\theta_i + \pi/2} \cos(\theta - \theta_i) e^{-ikA \cos(\theta - \theta_i)} H_0^{(1)}(kR_p) d\theta \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\bar{R}_p = \sqrt{(r_p \cos \theta_p - A \cos \theta)^2 + (r_p \sin \theta_p - A \sin \theta)^2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

(2) 水面変動量と波向きの算定式

式(8)および自由表面での力学的条件を用いれば、無次元波高 H/H_i は以下のように求められる。

$$H/H_i = |i\varphi e^{-i\sigma t}| \quad \dots\dots\dots (11)$$

また波向きについては、波エネルギーが伝達する方向として定義する。一般に、 s 方向に輸送される単位幅、単位時間あたりの1周期平均のエネルギー $\bar{W}_s$ は、速度ポテンシャルを用いて以下のように表される。

$$\bar{W}_s = -\frac{\rho}{T} \int_0^T \int_h^0 \operatorname{Re} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial s} \right] \operatorname{Re} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right] dz dt \quad \dots\dots (12)$$

ただし、 T は波の周期 ($=2\pi/\sigma$) である。式(1)、式(8)を式(12)に代入すると、次式が導かれる。

$$\bar{W}_s = -\rho g^2 H^2 \frac{h(k^2 - K^2) + K}{16k^2} \cdot \left\{ \operatorname{Re} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial s} \right] \operatorname{Im} [\varphi] - \operatorname{Im} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial s} \right] \operatorname{Re} [\varphi] \right\} \quad \dots\dots (13)$$

平均エネルギーの単位時間あたりの輸送量 $|\bar{W}|$ およびその向き θ_w は、以下のように求められる。

$$|\bar{W}| = \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

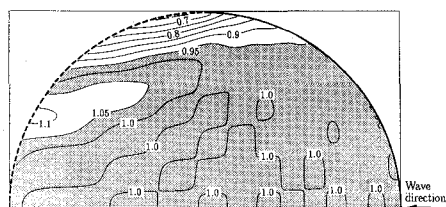
$$\theta_w = \tan^{-1} \{ (-W_y) / (-W_x) \} \quad \dots\dots\dots (15)$$

(3) 有効領域の周波数特性

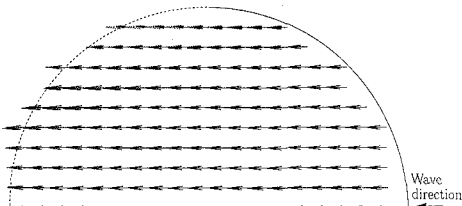
図-3 (a) は、 $A/L=3.0$ (L : 入射波長) の場合の入射波高比の分布を示している。図中、トーンで示した部分は、波高の相対誤差 $|\Delta H|/H_i \equiv |H - H_i|/H_i$ が 0.05 以下となる領域を表している。図-3 (b), (c) には、エネルギー輸送ベクトル $\bar{W}$ と目標とする波との波向きの差 $|\Delta \theta_w|$ の分布を示す。図-3 (b) において点線で示したベクトルは目標とする波のエネルギー輸送ベクトルであり、また図-3 (c) でトーンで示した部分は $|\Delta \theta_w|$ が 3° 以下となる領域を表している。これらの図から、側方と透過側のごく一部の領域を除いた大部分の領域において目標に近い波動場が得られていることがわかる。

一方、 $A/L=1.0$ に対する計算結果を図-4 に示す。 $A/L=3.0$ の場合に比べてみると、円の中心に近い領域においても回折の影響が顕著に現れており、目標とする波動場との差は相対的に大きくなるのがわかる。このように、領域内の波動場に及ぼす波の回折の影響は、造波ソース円の径と入射波長の比により変化する。

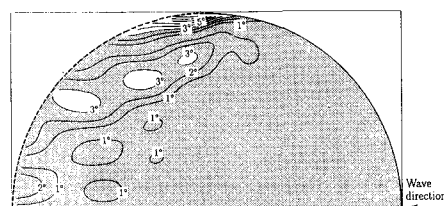
そこで本研究では、 A/L に対する有効領域の面積の変化を調べることにした。有効領域は、図-5 のように造波ソース円と同じ中心を持つ半径 a の円形領域として定義し、この領域内の波高および波向きが許容誤差範囲内にあるものとした。このように有効領域を定義しておけば、その面積は入射角と無関係になるため、多方向からの成分波を含む波も同じ尺度で評価することができる。図-



(a) 入射波高比分布

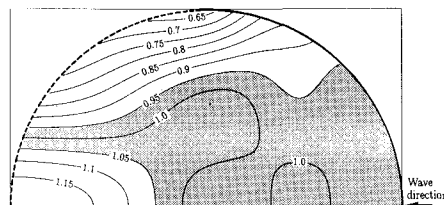


(b) エネルギー輸送ベクトル

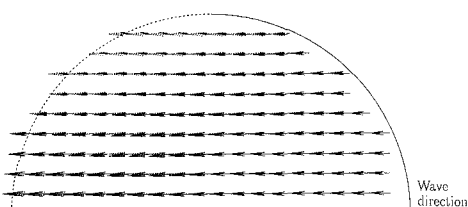


(c) 波向きの差 $\Delta \theta_w$ の分布

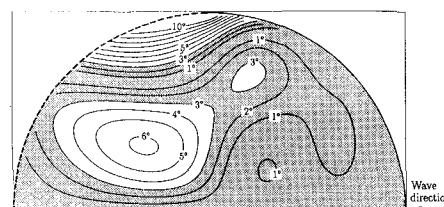
図-3 円形水槽内の波動場 ($A/L=3.0$)



(a) 入射波高比分布



(b) エネルギー輸送ベクトル



(c) 波向きの差 $\Delta \theta_w$ の分布

図-4 円形水槽内の波動場 ($A/L=1.0$)

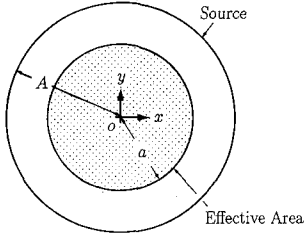
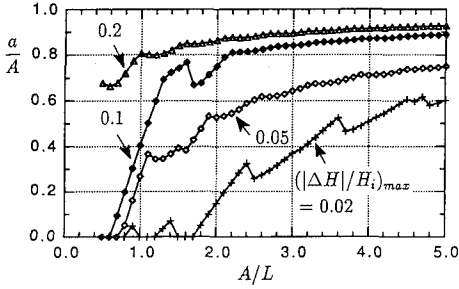
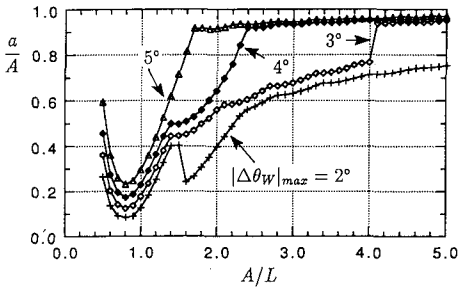


図-5 有効領域の定義

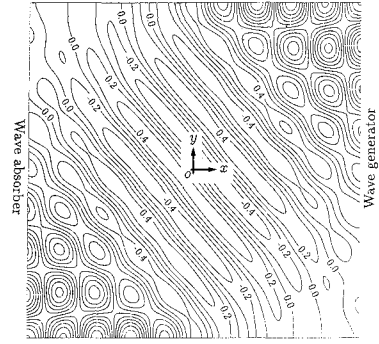
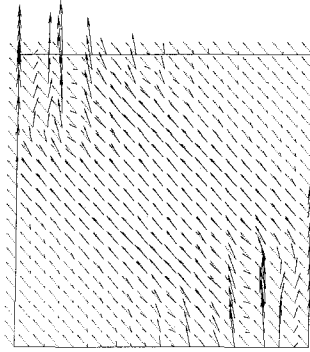
(a) $(\Delta H/H_i)_{\max}$ をパラメータとした場合(b) $|\Delta\theta_w|_{\max}$ をパラメータとした場合図-6 A/L に対する相対有効面半径の特性

6 (a), (b) は、それぞれ $|\Delta H|/H_i$ および $|\Delta\theta_w|$ の最大値をパラメータとしたときの、 A/L に対する有効領域の相対半径 a/A の特性を示したものである。図-3 からわかるように、 $|\Delta H|/H_i$ と $|\Delta\theta_w|$ は領域内で極大値を持ち、 A/L によりその値と場所が変化する。このため、図-6 (a), (b) に示されるように、 a/A が不連続的に変化する A/L が存在する。しかし、 A/L が大きくなるほど有効領域の面積は広くなる傾向があり、例えば許容誤差として $(|\Delta H|/H_i)_{\max}=0.1$ 、 $|\Delta\theta_w|_{\max}=4^\circ$ とする場合、造波ソースの半径 A を入射成分波の最大波長の 2.4 倍に設定すれば、 $r \leq 0.81A$ が多方向不規則波に対する有効領域となる。

4. サーベント型造波装置との性能比較

本研究で提案した造波方法の性能を検証するために、円形水槽内の波動場をサーベント型造波装置により形成される斜め規則波の波動場と比較する。

矩形水槽内でサーベント型造波を行う場合、水槽側壁

(a) 水面変動量 ($t=0$)

(b) エネルギー輸送ベクトル

図-7 サーベント型造波による斜め規則波の波動場波 ($\theta_i=40^\circ$)

からの反射を利用することにより、所定の断面で目標とする波動場を得ることができる (Dalrymple, 1989)。図-7 (a), (b) に、計算結果の一例として、 $\theta_i=40^\circ$ の規則波を正方形水槽内で発生した場合の、水面変動量の分布 ($t=0$) とエネルギー輸送ベクトルを示す。ただし、水槽の幅 (および長さ) B は $B/L=3.0$ であり、 $x=0$ において目標の波動場が得られるように造波している。これらの図からわかるように、水槽の中央部付近では目標とする斜め規則波の波動場が形成されているが、隅角部には壁面反射の影響で部分重複波が形成される領域と波が回折する領域が現れており、これらの領域ではエネルギー輸送量および輸送方向が目標とする波動場とは大きく異なっている。このようにサーベント型造波装置では、側壁反射を利用するとしても、成分波の入射角が大きくなると有効領域の面積は非常に小さくなる。

図-8 には、円形造波ソースを用いた場合とサーベント型造波装置を用いた場合について、 $A/L=B/L=3.0$ 、 $\theta_i=40^\circ$ のケースにおける各断面での波高比分布の比較を示している。サーベント型造波装置の場合、 $x/L=0$ の設定断面では水槽側壁付近を除いた大部分の線上でほぼ目標とする波高が得られているが、設定断面から 1 波長以上離れると側壁による反射および回折の影響が顕著に

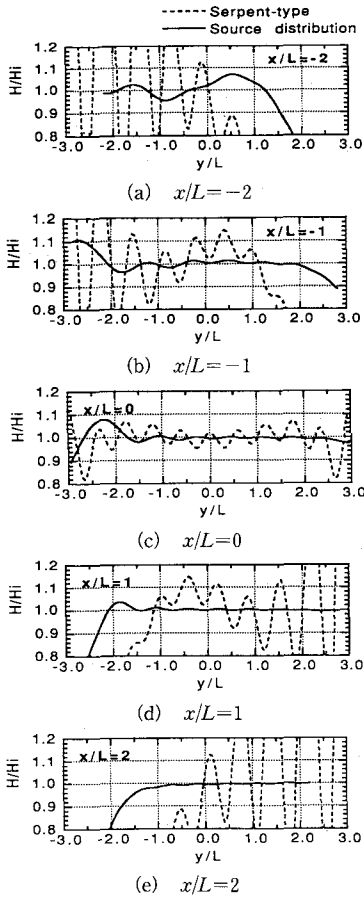


図-8 各断面での波高比の比較 ($\theta_i = 40^\circ$)

現れている。これに対して円形造波ソースの場合、 $x/L = -2$ 以外の断面では端部を除くほとんどの部分で $H/H_i \approx 1$ となることからわかる。

以上のように、本研究で提案した造波方法では、従来のサーベント型造波装置を用いる場合に比べて斜め入射波に対する有効領域をかなり広く確保することができる。なお、本検討では有効領域面積の比較に焦点を絞って議論を進めてきたが、水槽からの反射・散乱波が造波ソースから再反射しないことも考慮すれば、本造波方法により多方向不規則波の造波性能を飛躍的に向上できると言える。

5. おわりに

多方向不規則波を対象とした無反射型の造波方法として、円形状の造波ソースと消波装置を組み合わせた方法を提案し、その造波性能を理論的に検討した。以下、本

研究により得られた主な結論を述べる。

- 1) 提案した円形造波ソースでは、造波特性が成分波の入射角に依存せず、さらに消波装置との組合せにより無反射造波を容易に行うことが可能になる。
- 2) 多方向入射波に対する有効領域の面積は、造波ソースの径と入射波長の比 A/L に依存し、 A/L が大きいほどその面積は大きくなる。実用的には、 A を入射成分波中の最大波長の2～3倍程度にとれば、水槽内の大部分が有効領域として確保できる。
- 3) 従来のサーベント型造波装置では、水槽側壁からの反射を利用するとしても、波の入射角が大きくなると有効領域の面積は極端に狭くなる。これに対して、本造波法では相対的にかなり広い有効領域が得られ、また無反射造波も容易に実現できる。

以上のように、多方向不規則波の造波法として提案した本方法は、従来のサーベント型造波法に比べて極めて高い性能を有することを明らかにした。この方法を実際の物理実験の造波装置として実現するために、今後は具体的なわき出し装置を開発する予定である。

参考文献

- 池谷 毅・秋山義信・今井賢爾 (1992): 多方向不規則波の吸収造波理論, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 81-85.
- 大山 巧・灘岡和夫 (1991): 非線形不規則波動場を対象とした数値波動水槽の開発, 土木学会論文集, 第429号, pp. 77-86.
- 高山知司 (1982): 造波機によって発生する斜め波の特性について, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 208-212.
- 平口博丸・鹿島遼一・田中寛好・石井敏雅 (1991): 多方向不規則造波機の反射吸収性能に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 121-125.
- Biesel, F. (1954): Wave machines, Proc. 1st Conf. on Ships and Waves, pp. 288-304.
- Brorsen, M. and J. Larsen (1987): Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Eng., Vol. 11, pp. 93-113.
- Dalrymple, R. A. (1989): Directional wavemaker theory with sidewall reflection, Jour. Hydraulic Research, Vol. 27, No. 1, pp. 23-34.
- Funke, E. R. and M. D. Miles (1987): Multi-directional wave generation with corner reflectors, National Research Council Canada, Hydraulic Laboratory, Tech. Rept., No. TR-HY-021.
- Gilbert, G. (1976): Generation of oblique waves, Hydraulics Research Station, Wallingford, England, Notes 18, pp. 3-4.
- Isaacson, M. (1989): Prediction of directional waves due to a segmented wave generator, Proc. of 23rd Congress of the Int. Asso. Hydraulic Res. Vol. C, pp. 435-442.
- John, F. (1950): On the motion of floating bodies II, Comm. Pure and Appl. Math., Vol. 3, pp. 45-101.