

空気防波堤に関する研究（第4報）

——空気防波堤の消波理論——

岩 垣 雄 一*・浅 野 敏 之**

1. ま え が き

空気防波堤の消波機構は、エアバブルカーテンに伴って発生する波の伝播方向と逆向きの水平流が入射波を減衰させるものと考えられ、これに上昇流および水平流に伴う乱れによる渦動粘性が二次的な要因として作用するものと考えられる。栗原¹⁾は現地実験において、水平流単独の消波効果よりも大きな消波効果が得られることから、現地海岸のような大スケールの場合には、後者の作用が消波に大きく寄与することを指摘した。渦動粘性の効果は確かに存在すると考えられるが、その理論的取り扱いが難しく、また実験水槽においては水平流の持つ消波効果が卓越するので、ここでは考慮しないことにする。

水平流による消波機構を理論的に取り扱ったものとしては Taylor²⁾ の研究が挙げられる。この理論は表面水平流が存在する領域と存在しない領域に分け、それぞれの領域に対して速度ポテンシャルを仮定し、境界条件より得られる分散方程式が成立しなくなる限界を求めて、その時の表面水平流の流速 U が、与えられた波数の波を消波させるのに必要な流速であるとするものである。しかしこの理論は、深海波に対してのみ適用できるものであること、表面水平流を簡単な一様分布あるいは三角形分布としていること、さらに波の伝播方向に対して流速は変化せず、流れが半無限に存在すること等、多くの問題点を含んでいる。

この理論を浅海波に対しても適用できるように拡張した結果については、著者らが昨年度の自然災害科学総合シンポジウムにおいて発表した³⁾。一方、不等流を遡上する波の波高変化についての Longuet-Higgins・Stewart⁴⁾ の研究や、流れの断面流速分布を放物線分布として計算した浜田・加藤⁵⁾ の研究等がある。さらに佐藤⁶⁾ は不等流でかつ断面流速分布が対数分布をなす流れを遡る波に対して、流れの流速分布、水面勾配、乱れによる応力等が波高変化に及ぼす影響について検討している。こうし

た理論を用いて波高変化や波長変化を算出し、これと砕波限界式とを組合せて入射波を砕波させるのに必要な水平流速を求めることは可能であり、またこのような方法で部分消波に必要な水平流速を求めた研究も行われている⁷⁾。

しかし実際の空気防波堤において発生する水平流には、表面水平流の下層に上層と逆の方向を持つもどり流れが存在することが観察される。本研究では、まず最初に下層部のもどり流れを浅海波に拡張した Taylor の理論にとりいれ、それが水平流の消波性能に及ぼす影響を考察する。また各流速分布モデルによる消波性能の相違について比較するとともに、この消波理論の実際現象への適用性を調べ、本研究第3報で示される実験結果と比較検討する。

2. 浅海波消波理論の概要

著者らがすでに発表した浅海波の消波理論は、Taylor の理論に水深の条件を加えて考察したものであって³⁾、その概要を述べると次の通りである。流速分布モデルとしては 図-1 に示すような一様流速分布と三角形流速分布を考え、これらの流れに微小振幅波が共存する場合を考える。表面水平流が一様分布の場合には、流れが存在する領域（領域1）と存在しない領域（領域2）の速度ポテンシャルは次式のようになる。

$$\phi_1 = -Ux + (B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) e^{i(kx - \omega t)} \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi_2 = \{C_1 e^{k(z+d)} + C_2 e^{-k(z+d)}\} e^{i(kx - \omega t)} \dots\dots\dots (2)$$

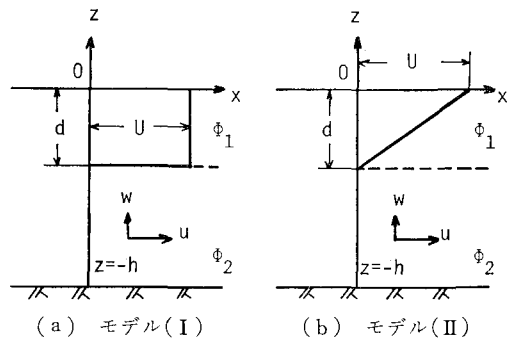


図-1 水平流の流速分布モデル

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学科

また自由表面 η_1 , 領域 1 と領域 2 の境界面 η_2 をそれぞれ次のようにおく.

$$\eta_1 = ae^{i(kx - \omega t)} \dots\dots\dots (3)$$

$$\eta_2 = -d + be^{i(kx - \omega t)} \dots\dots\dots (4)$$

ここで, B_1, B_2, C_1, C_2 は以下に示す境界条件式より決定すべき定数である. すなわち,

底面条件として

$$-\frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \dots\dots\dots (5)$$

運動学的条件として

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0 \quad (z=0) \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta_2}{\partial x} + \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = 0 \quad (z=-d) \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} - \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta_2}{\partial x} + \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \quad (z=-d) \dots\dots\dots (8)$$

力学的条件として

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + g\eta_1 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} = Q \quad (z=0) \dots\dots\dots (9)$$

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + g\eta_2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)^2 \right\} = -\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + g\eta_2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (z=-d) \dots\dots\dots (10)$$

以上, 6 つの境界条件式に式 (1) ~ (4) を代入し, さらに未知定数 B_1, B_2, C_1, C_2, a, b がともに 0 でない値を持つための条件として, 係数行列式を 0 と置いた式

$$\{(\sigma - kU)^4 \tanh k(h-d) - gk\sigma^2\} \sinh kd + (\sigma - kU)^2 \{\sigma^2 - gk \tanh k(h-d)\} \cosh kd = 0 \dots\dots\dots (11)$$

が得られる. これは流速 U を持つ表面流が厚さ d をもって流れる時に, その流れと共存する波の波数と周波数の関係を示す式である. この関係式が成立しなくなる限界を考え, その時波は流れと共存できなくなり, 消波されるものとする.

一方, 表面水平流が三角形分布をなす場合には, 流れの領域 1 に渦度が存在するので, 速度ポテンシャルは仮定できない. そこで水粒子速度 u と w を波によるものと流れによるもの重ね合せて定義する. 力学的条件式は x 軸を波速 σ/k で移動させて波を定常化させると, 自由表面および境界面は流線となることより, 渦度が考慮される形の Bernoulli 式が適用できる. 以下表面流が一樣流速分布をなす場合と同様の取り扱いにより, 式 (11) に対応するものとして次式が得られる.

$$\alpha = \frac{1-Y}{kd} + \frac{(Y-1)^2}{Y} \times \left\{ \frac{\cosh kh - (Y/kd) \sinh k(h-d) \cosh kd}{\sinh kh - (Y/kd) \sinh k(h-d) \sinh kd} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

ここで, 無次元パラメータ α, Y は次式のように定義される.

$$\alpha = g/U\sigma, \quad Y = kU/\sigma \dots\dots\dots (13)$$

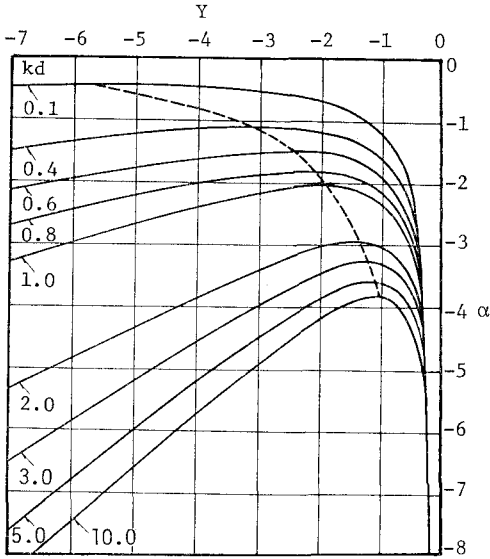


図-2 $kh=10.0$ の時の kd をパラメータとした α と Y との関係

式(12)は kh, kd を与えたとき, Y に対応して α が計算される形となっている. 図-2 は $kh=10.0$ のとき, kd をパラメータとして α と Y の関係を示したものである. ただし流れの方向は波の伝播方向と逆方向の場合を考え, α および Y がともに負の場合について計算を行った. 図-2 において kd の値を定めれば, その曲線は Y が 0 から $-\infty$ までの値を取り得るのに対し, α は最大値 α_m を有し, それ以上の値を取り得ないことがわかる. これはパラメータ α の定義より,

$$f_{cr} = g/2\pi U\alpha_m \dots\dots\dots (14)$$

以上の周波数を有する波が, 与えられた水深 h , 流れの厚さ d , 表面水平流速 U の下では存在しないことを意味する.

3. 消波限界周波数および消波限界流速の算定

図-2 において kh, kd の値を定めると, α_m の値の値が読みとれるが, ここでの波数 k は流れと共存する場合における波数であり, 流速 U や流れの厚さ d によって変化するため, その値を知ることができない. したがって波数 k を含まない形のパラメータを用いて, 式(12)を書き直す必要がある. そこで kh, kd の代りに

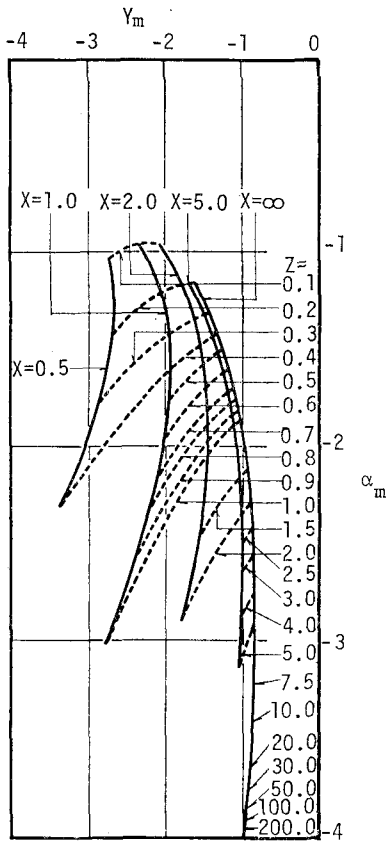


図-3 X, Z を与えて α_m の値を求める図

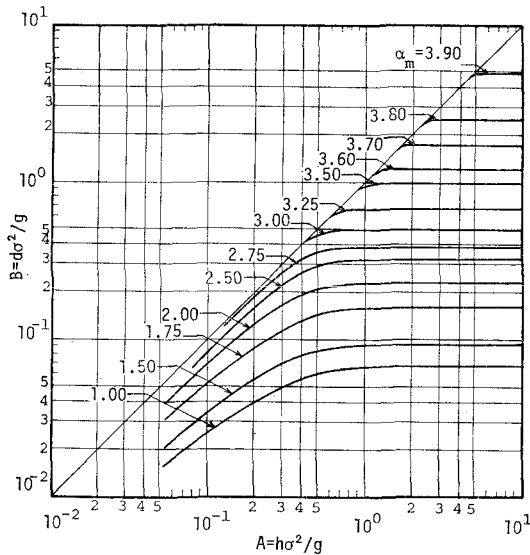


図-4 A, B を与えて α_m の値を求める図

$$X = gh/U^2, \quad Z = gd/U^2 \quad \dots\dots\dots(15)$$

として式 (12) を書き直し、図-2と同様に α と Y の関係を示したものが図-3である。図-2において実際に意味を持つのは、図中の破線で示される α_m を結ぶ曲

線であることから、この曲線だけを取り出せば、図-3のように1枚の図中に X, Z をパラメータとした曲線群を描くことができる。水深 h 、水平流の流速 U 、流れの厚さ d が与えられたとき、その流れが消波できる境界の周波数は、図-3より α_m を求めてその値を式 (14) に代入すれば求められる。

逆に周波数 f の波を消波するのに必要な水平流の流速 U を求めるためには、 U を含まないようなパラメータを新たに作る必要がある。図-3における X, Z の値とそれに対応する α_m の値とから、

$$A = X/\alpha_m^2 = ho^2/g, \quad B = Z/\alpha_m^2 = d\sigma^2/g \quad \dots\dots(16)$$

を計算し、これによって整理したものが図-4である。これを用いて A, B の値から α_m を求めると、式 (14) より消波限界流速が算出できる。

4. もどり流れの消波効果に及ぼす影響

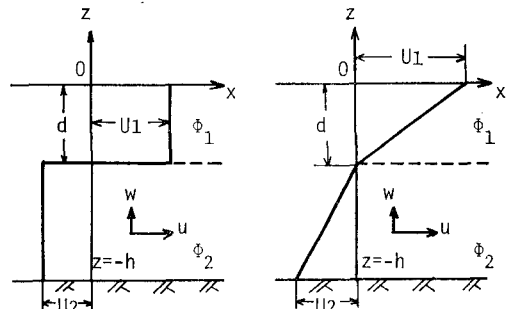
図-5に示すように表面水平流の下層部にもどり流れをとりいれた流速分布モデルを考え、その消波効果に及ぼす影響を調べる。ここで、もどり流れの流速は x 軸に垂直な断面を通る上層および下層の流れの流量が等しくなるように定めるものとする。すなわちもどり流れの流速を U_2 、表面流の流速を U_1 とすると次の関係が成立する。

$$U_2 = dU_1/(h-d) \quad \dots\dots\dots(17)$$

このもどり流れを領域2における速度ポテンシャルの式の中にとりいれると、2.と同様に6つの境界条件式からこうした流れと共存する波の分散方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \{(\sigma - kU_1)^4 \tanh k(h-d) - gk(\sigma + kU_2)^2\} \sinh kd \\ & + (\sigma - kU_1)^2 \{(\sigma + kU_2)^2 - gk \tanh k(h-d)\} \\ & \quad \times \cosh kd = 0 \quad \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

表面流ともどり流れがともに一様分布をなす場合 (モデル(III)) については、式 (11) に対応する式として、



(a) モデル(III)

(b) モデル(IV)

図-5 下層部のもどり流れを考慮した時の流速分布モデル

$$\alpha = \frac{1-Y}{kd} + \frac{(Y-1)^2}{Y} \left[\frac{\cosh kh - Y\{1/kd - kd/(kh-kd)^2\} \sinh k(h-d) \cosh kd}{\sinh kh - Y\{1/kd - kd/(kh-kd)^2\} \sinh k(h-d) \sinh kd} \right] \dots\dots\dots(19)$$

を得る。

次に 図-1 と 図-5 に示した 4 つの流速モデルによる消波効果の差異を検討する。その場合、表-1 に示すように消波限界流速の比の値で比較することにする。まず下層部もどり流れを考慮しないモデル(I)とモデル(II)の比較を行う。深海波の場合には Taylor がすでに比較しているが、*kd* の値の小さい時を除いて両者の消波限界流速比はほぼ 1 である。*kh* の値が小さい浅海波に対しては、この比は 1.7~1.8 倍程度の値をとっている。*kh* の値が大きい場合でも *kd* の値が十分小さいと、これと同様の値をとる。ここで、モデル(I)とモデル(II)が同じ流量を持つのは *U_mII/U_mI=2* の時であり、表-1 に示すこの値はすべて 2 より小さいことから、三角形流速分布は一樣流速分布より消波効果が良く、有利な分布形であるといえる。

次に下層部におけるもどり流れの消波効果に与える影響を調べる。深海波に対しては *kd* の値に関係なく、流速比は 1 となり、もどり流れの影響は見られない。しかし *kh* が 1.0 あるいは 2.0 といった値を持つ波に対しては、その影響が現われ、例えば一樣流速分布を仮定した場合には、もどり流れを考慮すると、考慮しない場合に比べて大きい場合で 1.5 倍程度の表面流速が消波のために必要となる。一方モデル(IV)においては *kh* の値が小さい場合、*kd* の値によっては α の最大値 α_m が負の値で定まらず、したがって消波限界流速が求まらない場合があった。表中、空白の欄がそれである。

5. 計算結果と実験結果の比較

実験で得られた水平流の流速分布は三角形分布に近いことから、ここではモデル(II)を用いた理論から消波限

界流速を求め、実験結果と比較する。実験から得られた水面下 2 cm の点における水平流の流速 *U* と流厚 *d* の値から式 (15) に示すパラメータ *X, Z* を計算し、図-3 で α_m を読みとると、式 (14) より消波限界周波数 *f_{cr}* が得られる。ここで、*f_{cr}* は算出式からわかるように、流速 *U* の -1 乗に比例するから、流速としてどの点の値を採用するかということが、大きく *f_{cr}* の値の決定に影響する。表面流の流速は場所によって変化し、その最大流速はほぼエア-パイプからその設置水深だけ離れた位置で起こるが、そうした最大流速は非常に短い区間しか存在しない。実際には、こうした流れが少なくとも波長と同程度の長さの区間持続しなければ、波のエネルギー伝達を阻止するのに有効でないものと考えられる。したがってこの長さを消波対象とする波の一波長分と仮定し、水深 45 cm における周波数 1.2 Hz の波の波長 1.07 m を採用して、その間の水平流の平均流速から消波限界周波数を求めた。ここでは第 3 報で報告した導流板による水平流の流速の増大が、どの程度消波性能の向上につながるかを検討するため計

表-1 各流速モデル間の消波限界流速比

kh	kd	α_m^I	α_m^{II}	α_m^{III}	α_m^{IV}	α_m^I/α_m^{II}	$\alpha_m^I/\alpha_m^{III}$	$\alpha_m^{II}/\alpha_m^{IV}$
		Model I	Model II	Model III	Model IV	= <i>UII/UI</i>	= <i>UIII/UI</i>	= <i>UIV/UII</i>
1.0	0.1	-0.966	-0.543	-0.724	-0.422	1.78	1.33	1.29
	0.2	-1.525	-0.853	-1.047	-0.560	1.79	1.46	1.52
	0.3	-2.009	-1.129	-1.313	-0.560	1.78	1.53	2.02
	0.4	-2.445	-1.388	-1.566	-0.215	1.76	1.56	6.46
	0.5	-2.846	-1.636	-1.849		1.74	1.54	
	0.6	-3.221	-1.878	-2.223		1.72	1.45	
	0.7	-3.589	-2.118	-2.622		1.69	1.27	
	0.8	-3.987	-2.363	-4.027	-3.156	1.69	0.99	0.75
	0.9	-4.499	-2.622	-5.561	-2.967	1.72	0.81	0.88
	1.0	-5.252	-2.908			1.80		
2.0	0.1	-0.870	-0.487	-0.772	-0.460	1.79	1.13	1.06
	0.2	-1.366	-0.763	-1.176	-0.706	1.79	1.16	1.08
	0.3	-1.783	-1.002	-1.513	-0.913	1.78	1.18	1.10
	0.4	-2.145	-1.219	-1.807	-1.095	1.76	1.19	1.11
	0.5	-2.457	-1.418	-2.067	-1.257	1.73	1.19	1.13
	0.6	-2.728	-1.602	-2.300	-1.398	1.70	1.19	1.15
	0.7	-2.956	-1.771	-2.509	-1.516	1.67	1.18	1.17
	0.8	-3.151	-1.928	-2.700	-1.605	1.63	1.17	1.20
	0.9	-3.315	-2.071	-2.877	-1.644	1.50	1.15	1.26
	1.0	-3.454	-2.204	-3.046	-1.468	1.57	1.13	1.02
	1.5	-3.875	-2.719	-4.103		1.43	1.06	
	2.0	-4.149	-3.068			1.35		
10.0	0.2	-1.344	-0.750	-1.307	-0.749	1.79	1.03	1.00
	0.4	-2.107	-1.197	-2.045	-1.194	1.76	1.03	1.00
	0.6	-2.674	-1.570	-2.600	-1.566	1.70	1.03	1.00
	0.8	-3.087	-1.886	-3.010	-1.881	1.64	1.03	1.00
	1.0	-3.374	-2.151	-3.307	-2.147	1.57	1.02	1.00
	2.0	-3.915	-2.953	-3.890	-2.952	1.33	1.01	1.00
	3.0	-3.988	-3.303	-3.983	-3.303	1.21	1.00	1.00
	4.0	-4.000	-3.482	-3.998	-3.482	1.15	1.00	1.00
	5.0	-4.000	-3.589	-4.000	-3.589	1.11	1.00	1.00
	6.0	-4.000	-3.659	-4.000	-3.659	1.09	1.00	1.00
	7.0	-4.000	-3.709	-4.000	-3.709	1.08	1.00	1.00
	8.0	-4.000	-3.746	-4.000	-3.746	1.07	1.00	1.00
	9.0	-4.000	-3.775	-4.000	-3.775	1.06	1.00	1.00
	10.0	-4.000	-3.800			1.05		

表-2 消波限界周波数の計算値

	h (cm)	Umean (cm/sec)	d (cm)	X	Z	- α_m	f _{cr} (Hz)
Pneumatic Breakwater	45	33.9	11.0	38.4	9.38	3.30	1.39
Floating Plate L=60cm	45	36.7	10.5	32.7	7.64	3.17	1.34
Vertical Plate L=60cm	45	44.7	12.5	22.1	6.13	3.02	1.16
Inclined Plate L=60cm	45	44.1	8.5	26.1	4.93	2.88	1.32

算を行ってみた。その結果は表—2に示されている。この場合、浮体そのものの消波効果もある程度入っていると考えられるが、この計算結果と第3報の図—6 (b) とを比較すると、計算で求めた周波数の値と実験値はほぼ一致しているように思われる。なお、もどり流れを考慮したモデルを用いると、それを考えないモデルの計算結果より、やや大きい消波限界周波数が得られるが、例えば $kh=3.0$ で $kd=1.0$ の時には、消波限界周波数の比は 1.05 となり、5% 程度限界周波数が大きくなるに過ぎないことがわかる。

6. あとがき

本研究では Taylor の理論に水深の影響をとりいれた浅海波の消波理論について、実際に利用できるような図表を提示するとともに、さらに下層部にもどり流れを加えたモデルを考え、その消波効果に及ぼす影響について考察した。その結果、 $kh=2.0$ 以下の浅海波とみなせる波の消波に対してその影響が現われ、場合によってはもどり流れを考慮しない時の表面流速の 1.5 倍程度の流速が消波のために必要であることがわかった。また、こうした理論を用いて計算した消波限界周波数は、ほぼ実験結果と一致することが見出された。今後は、こうした分布形をなす流れが場所的にも変化する場合を考え、実際の空気防波堤において発生する水平流により近い流速モデルについて理論を展開する必要がある。

最後に本論文の図面の作成にあたっては、間瀬肇君 (京都大学大学院生) の協力を得たことを記して感謝の意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費 (試験研究) による研究の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 栗原道徳・栗谷陽一: 空気防波堤の研究に就いて IV——消波の物理的機構に就いて——, 九州大学応用力学研究所所報, 第9号, pp. 35-57, 1956.
- 2) Taylor, G. I.: The action of a surface current used as a breakwater, Proc. of the Royal Society of London, Vol. 321, pp. 466-478, 1955.
- 3) 岩垣雄一・石田 啓・本田 勉・浅野敏之: 空気防波堤による消波理論, 第13回自然災害科学総合シンポジウム, pp. 343-346, 1976.
- 4) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents, Jour. Fluid Mech., pp. 529-549, 1961.
- 5) 浜田徳一・加藤 始: 流れをさかのぼる波についての一計算, 第8回海岸工学講演会講演集, pp. 25-29, 1961.
- 6) 佐藤道郎: 不等流を遡る波の波高変化に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第242号, pp. 15-29, 1975.
- 7) Brevik, I.: Partial wave damping in pneumatic breakwaters, Proc. A.S.C.E., Vol. 102, pp. 1167-1176, 1976.