

波 浪 発 電

Wave Power Absorption

前 田 久 明*・木 下 健*

Hisaaki MAEDA and Takeshi KINOSHITA

波浪エネルギーが代替エネルギーとして重要なものであることを明らかにするため、日本近海で開発可能な波浪エネルギーの分布を試算して示す。そしてエネルギー吸収のメカニズムを、浮体に作用する流体力・浮体の運動・エネルギー吸収・消波効果と漂流力・三次元効果・不規則波中でのエネルギー吸収・最適形状の選定に分けて解説した後、開発の現状を説明し実用化のために解決すべき問題点を指摘する。

1. ま え が き

波浪エネルギーを利用する構想は古くからあり、最初の特許は1799年フランスのGirardによるものといわれている¹⁾。その後170年間は石炭・石油・ガスおよび原子力等のエネルギーに隠れていた。波浪発電装置を最初に実用化したのは日本の益田氏（現在海洋科学技術センター）で、航路標式用ブイや灯台用電源など比較的小規模なものに利用された¹⁴⁾。1973年の第一次エネルギー危機以来、波浪エネルギーは代替エネルギーの一つとして注目されるようになり、益田氏や英国のSalterのアイデア²⁰⁾が核となって大規模な波浪発電装置の開発が始められるようになった。現在は実機の開発と基礎的研究が並行して進められている¹⁹⁾。以下に、日本近海で開発可能な波浪エネルギーの分布、波浪発電の理論ならびに実機開発の現状について概説する。

波浪発電装置が稼動する周波数範囲（重力波の範囲）では、沿岸の砕波帯とか異常時（台風時）を除いた通常の海洋波は実用上線形理論で説明できる。また波浪発電装置が設置されるような海域（水深20m以上）では実用上水深の影響も無視できる。さらに海洋波と波浪発電装置の相互干渉も異常時を除いて線形理論の範囲内で取り扱うことができる。そこで以下の議論では波浪エネルギーならびに波浪発電理論は無限水深における線形理論の範囲内で扱う。

2. 波浪エネルギーについて

海面（自由表面）に風が吹いて発生する進行波はエネルギーを伝播する。浮体が海面上で動揺するとき発生する進行波（発散波）もエネルギーを伝播する。これら伝播されるエネルギーの時間的・空間的平均はポテンシャルエネルギーと運動エネルギーから成り立つが、線形理論では進行波のもつエネルギー \bar{E}_{reg} はポテンシャルエネ

ルギーと運動エネルギーに等分配される。進行波のエネルギーは群速度 V_g で伝播するのでそのパワーの時間平均 $(\frac{\partial E}{\partial t})_{reg}$ は $\bar{E}_{reg} \cdot V_g$ で表される。いま進行波の振幅を a 、周期を T 、円周波数を ω 、波長を λ とすると

$$\bar{E}_{reg} = \rho g a^2 / 2 \quad (2-1)$$

$$V_g = g / (2\omega) = \lambda / (2T_0) = gT_0 / (4\pi) \quad (2-2)$$

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{reg} = \bar{E}_{reg} \cdot V_g = \frac{\rho}{8\pi} g^2 \cdot a^2 \cdot T_0 \quad (2-3)$$

ただし ρ は海水の密度、 g は重力加速度そして \bar{E} 、 $\frac{\partial E}{\partial t}$ は進行波の単位幅当たりの値とする。波高 H をメートルで、周期 T_0 を秒で測ると

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{reg} = 0.98 H^2 T_0 \text{ kw/m} \quad (2-4)$$

となる。ここで $H = 2a$ 、 $\rho g = 1025 \text{ kg/m}^3$ を使っている。

実際の海面で遭遇する海洋波は不規則波である。次に不規則波のもつパワーを調べてみる。線形理論では短波頂不規則波は、あらゆる方向からやってくる無限個の素成波の和で表すことができる。それぞれの素成波のもつパワーは (2-3) 式で表される。波スペクトルの方向分布関数は波の平均進行方向に対して $(-\pi/2)$ より $(\pi/2)$ の範囲にわたって $(\cos^2 \chi)$ 分布をしているものと仮定する。ただし χ は素成波の進行方向と波の平均進行方向とのなす角である。けっきょく短波頂不規則波の単位幅当たりのパワー $(\frac{\partial E}{\partial t})_{irr}$ は²⁵⁾

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{irr} = \frac{\rho g^2}{8\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty \frac{2\pi}{\omega} [\sqrt{2S'(\omega, \chi)} d\omega d\chi]^2 \quad (2-5)$$

$$\text{ただし、} S'(\omega, \chi) = \frac{2}{\pi} \cdot S'(\omega) \cdot \cos^2 \chi \quad (2-6)$$

また $S'(\omega)$ は Pierson-Moskowitz 型の ISSC 標準スペクトラムで有義波高と平均周期の観測値をそれぞれ H_w 、 T_w とおくと

$$S'(\omega) = \frac{0.11}{2\pi} H_w^2 T_w \left(\frac{T_w \omega}{2\pi}\right)^{-5} \exp\left\{-0.44 \left(\frac{T_w \omega}{2\pi}\right)^{-4}\right\} \quad (2-7)$$

* 東京大学生産技術研究所 第2部

と表される。いま、 H_w をメートルで、 T_w を秒で測るとすると

$$\overline{(\partial E / \partial t)}_{irr} = 0.55 H_w^2 \cdot T_w \text{ kw/m} \quad (2-8)$$

となる。

さらに、波浪発電装置の設置海域における確率変数 H_w と T_w の結合確率密度関数 $p(H_w, T_w)$ が与えられると、その海域での波浪のもつ単位幅当たりのパワーの期待値 $E[(\partial E / \partial t)_{irr}]$ は

$$E\left[\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{irr}\right] = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{irr} \cdot p(H_w, T_w) dH_w \cdot dT_w \quad (2-9)$$

となる。

不規則波のもつパワーの期待値とか、不規則波中での波浪発電装置の応答推定には、想定海域での海洋波のスペクトルおよび波高、波周期等の発現頻度が必要となる。日本近海の波浪に関しては測器による観測は限られており、大多数は一般商船による目視観測である。その観測は目視のため精度が悪いとか、商船の航路に集中している等の問題点もあるが観測の数が多いので、波浪の発現頻度を予測するのに有力な裏付けとなる。また数少ない測器による波浪観測結果の示すところでは、日本近海の波スペクトルは ISSC 標準スペクトラムと大きくかけ離れることはない。日本近海を含む北太平洋の気象海象の統計は北大西洋ほどには完備されたものではないが日本造船研究協会から貴重な二種類の報告が出されている。それは山内等が発表した1954年から1963年までの10年間の統計²⁵⁾と、最近高石等がまとめた1964年から1973年に至る10年間の統計¹⁸⁾である。

高石等の統計を用いて日本近海の不規則波のもつパワーを推定してみる。日本近海を19の海区に分割し、それぞれの海区での波高 H_w と波周期 T_w の発現頻度を H_w との結合確率密度関数とみなし(2-9)式に従って不規則波の単位幅当たりのパワーの期待値を計算した。期間は通年、春季、夏季、秋季、冬季の五種類とした。結果を Fig. 2-1 から Fig. 2-5 に示す。パワーの期待値は四季別では夏季が一番小さく冬季が一番大きい。また海区では太平洋岸の福島、茨城、千葉沖の波浪パワーの大きいことが目立つ。同海区(E05S海区)での波高 H_w と波周期 T_w の通年の長期発現頻度分布を Fig. 2-6 に示す。この図には同時に、単位幅当たりの波浪のもつ一定パワーを示す曲線も示してある。例えばパワーが40 kw/m の曲線より上の範囲にしてある波浪発現頻度を積分したものは、パワーが40 kw/m を超える海象となる長期の累積確率を与える。E05S海区における四季別の単位幅当たりの波浪のもつパワーの長期の累積確率を Fig. 2-7 に示す。

いま通年の波浪パワーの期待値の日本をとりまく海区

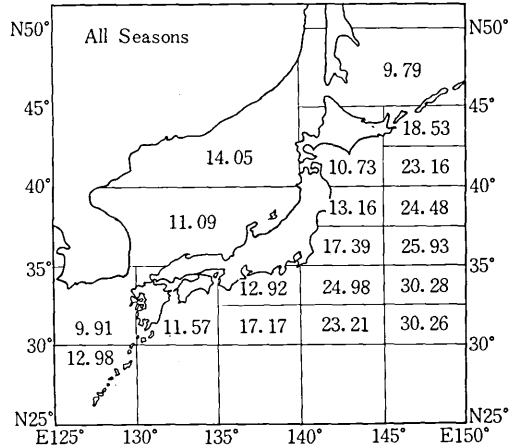


Fig. 2-1 Distribution of expected wave power, kw/m

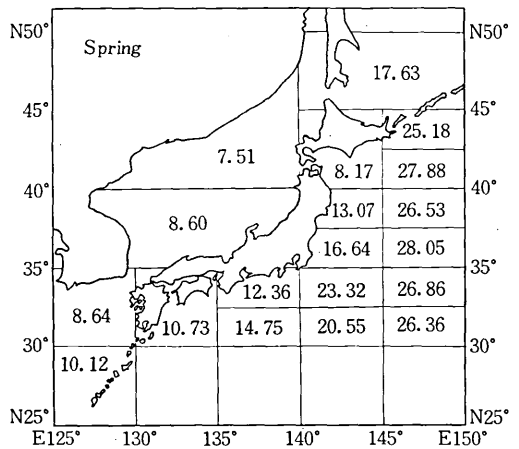


Fig. 2-2 Distribution of expected wave power, kw/m

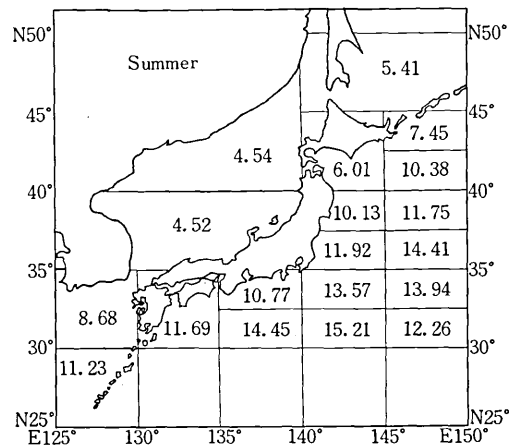


Fig. 2-3 Distribution of expected wave power, kw/m

の平均を約10 kw/mとし、日本全周約5000kmにわたって波浪エネルギーを100%吸収する場合には約50 × 10⁶ kwのパワーが得られる。ちなみに1975年の日本の

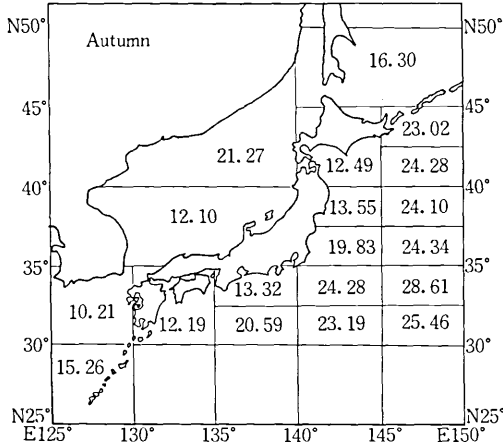


Fig. 2-4 Distribution of expected wave power, kw/m

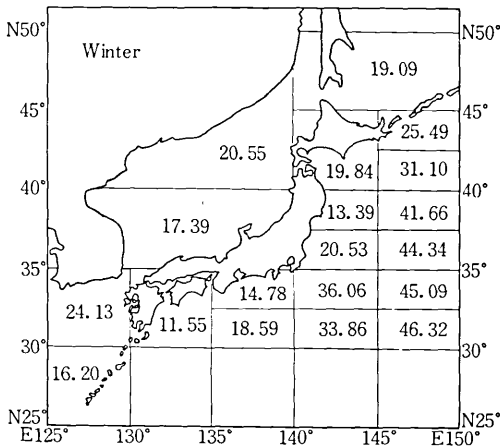


Fig. 2-5 Distribution of expected wave power, kw/m

電力供給量は 100×10^6 kw²²⁾であるので、波浪エネルギーはその半分を賄う規模である。後述するように波浪発電装置はエネルギー吸収効率を100%近くにとり得ることを考えると、波浪エネルギーは日本にとって代替エネルギーの重要な一翼を担う資格を有している。さらに波浪エネルギーは無公害のエネルギーであり波浪発電装置は消波装置としての機能も有しているので環境を破壊する心配がないばかりか海岸保全あるいは環境保全に役立ち、養漁場や港湾と結び合わせて考えるならば、波浪発電装置の経済的価値は非常に高いものになる可能性を秘めている。

3. 波浪エネルギー吸収のメカニズム

波浪エネルギー吸収のメカニズムは、波浪発電装置と自由表面を有する流体の相互干渉のメカニズムが明らかになれば、不ずと理解される。つまり波浪発電の理論は前進速度を持たない波浪中船体運動の造波理論の応用に他ならない。ただしここでは波浪発電装置として実用性

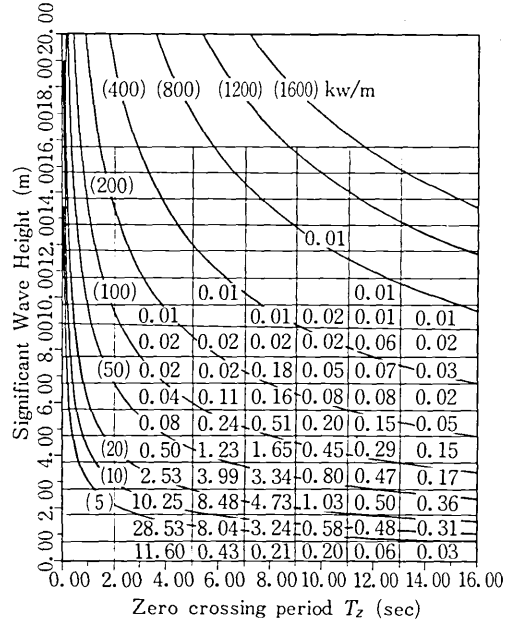


Fig. 2-6 All seasons frequency (%), at area E05S

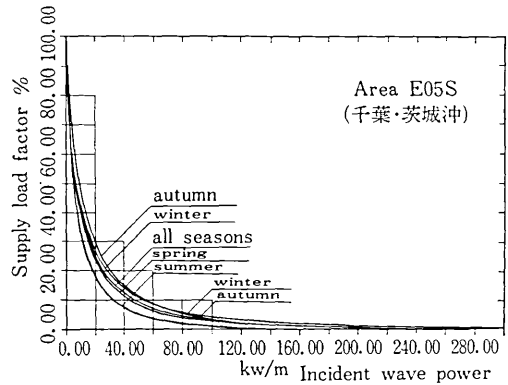


Fig. 2-7 Supply load factor curves for area E05S

が高いと考えられる浮体型のものを想定している。規則波中における波浪発電装置(以下浮体と称する)の応答の線形理論を概説する。理論の詳細は参考文献(10)を参照されたい。

3-1 浮体に作用する流体力

簡単のため浮体を剛体と考えると、浮体は規則波中で波から力(流体力)を受け、一般には六自由度の運動をする。さらに運動することによって浮体は流体から反力(流体力)を受ける。線形理論では浮体に作用する流体力は、波から受ける流体力と浮体が運動するために受ける流体力の二種類に分割できる。流体は非粘性非圧縮性の仮定が成り立ち速度ポテンシャルが導入されるので、二種類の流体力を求める問題は共に支配方程式がラプラス方程式の境界値問題となる。通常、波から受ける流体力(強制力)を求める問題を diffraction 問題と呼び、浮体が

運動するために受ける流体力を求める問題を radiation 問題という。diffraction 問題では浮体の境界は浮体が微小運動した際の平均位置を考える。すなわち浮体を静止位置に拘束した状態で浮体が波から受ける流体力を求める。radiation 問題では浮体を静水中で所定の運動モードで強制動揺させる際に浮体に作用する流体力を求める。

diffraction の速度ポテンシャルは浮体が入射波を撓乱するために生ずる速度ポテンシャルであって無限遠方へ散乱する散乱波をもっている。radiation の速度ポテンシャルも無限遠方へ発散する発散波をもっている。

浮体として剛体単体以外に二つの剛体いかだがピン結合されたものや、さらに一般化して弾性浮体まで含めると、radiation 問題の運動モードは六自由度以外にも二連いかだの中折れ運動 (springing) や弾性体の無限個の振動モードなどが加わる。すなわち radiation 問題は浮体の形状あるいは剛性に応じた独立な運動モードの数だけの境界値問題より構成されている。これに対して diffraction 問題は運動モードとは独立に唯一種類の境界値問題より成り立っている。ただし浮体が波から受ける強制力 (流体力) の種類は運動モードの数に対応している。

流体力は通常その位相により分解して取り扱われる。diffraction 問題の流体力すなわち波強制力 (波強制モーメントを含む) は入射波と同相の成分と、それから $\pi/2$ だけずれた成分に分解され、radiation 問題の流体力は強制動揺させた運動モードの運動の加速度に比例する成分と、速度に比例する成分に分解される。radiation 流体力のうち、加速度に比例する成分を広義の付加質量、速度に比例する成分を広義の造波減衰係数と呼ぶ。これら radiation 流体力には一般にそれぞれの運動モード間の連成流体力が含まれる。例えば sway の強制動揺をさせると、sway 方向の流体力のほかに roll 方向の流体力 (モーメント) も発生する。さらに浮体を強制動揺させる場合、運動モーメントによっては静水圧により運動の変位に比例する復原力も静的流体力として生じることがある。

以上に述べた流体力は静的流体力としての復原力を除いて、一般に周波数の関数になっている。すなわち波強制力は入射波の、radiation 流体力は強制動揺の周波数の関数となっている²⁵⁾。

流体力の計算法はそれぞれの浮体の形状に適した方法が開発されている。最も一般的な方法は二次元断面の流体力を求めておきストリップ法を用いて浮体の全長にわたり積分する方法である。ストリップ法は一般船舶のように細長い浮体に対し、周波数が比較的高い場合に成り立つ理論である。ところがストリップ法は実用的にはこの理論上の適用範囲を越えて実験とよい一致を示す。後に紹介する細長船型の Salter's Duck はもとより、細長

船型とは言い難い多重連結いかだの運動推定¹¹⁾にもストリップ法は有効である。しかし、いかだ連結部分に働く内力¹¹⁾とか漂流力、波浪エネルギー吸収効率¹²⁾などの推定には三次元影響は無視できない。三次元影響の取扱い方は後述する。

3-2 浮体の運動¹⁰⁾

簡単のため浮体は単体の剛体とし、浮体の重心まわりの六自由度の運動を考える。添数字 1, 2, 3, 4, 5, 6 はそれぞれ surge, sway, heave, roll, pitch, yaw に対応する。重心を原点とした直交座標系に関する運動方程式は

$$M_i \ddot{x}_i = R_i + F_i - C_i x_i + T_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-1)$$

ただしドットは時間微分を意味し、 M_i は広義の質量 (慣性モーメントを含む)、 R_i はエネルギー吸収装置から受ける反力、 F_i は波強制力と radiation 流体力を含んだ流体力、 C_i は静的流体力より生ずる復原力係数、 T_i は係留ラインから受ける反力である。この運動方程式の特徴はエネルギー吸収装置からの反力 R_i を導入した点にある。エネルギー吸収装置からの反力 R_i は線形性を仮定すると

$$R_i = -d_i \dot{x}_i - k_i x_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-2)$$

ただし d_i はエネルギー吸収装置の減衰係数で、 k_i はそのばね常数である。流体力 F_i は

$$F_i = \left(\sum_{j=1}^6 F_{ji} + E_i \right) e^{i\omega t}, \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-3)$$

ただし F_{ji} は運動 j による i 方向の radiation 流体力であり、 E_i は波強制力である。前節で述べたように radiation 流体力を分解する。

$$F_{ji} e^{i\omega t} = -m_{ji} \ddot{x}_j - N_{ji} \dot{x}_j, \quad i, j = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-4)$$

ただし m_{ji} は広義の附加質量、 N_{ji} は広義の減衰係数である。係留力 T_i にも線形性を仮定すると

$$T_i = \sum_{j=1}^6 g_{ji} x_j, \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-5)$$

ただし g_{ji} は係留ラインの線形復原力係数である。

以上をまとめると (3-1) 式は次式のようになる。

$$\sum_{j=1}^6 \{ (M_i \delta_{ji} + m_{ji}) \ddot{x}_j + (N_{ji} + d_i \delta_{ji}) \dot{x}_j + (C_i \delta_{ji} + k_i \delta_{ji} + g_{ji}) x_j \} = E_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-6)$$

$$\text{ただし, } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (3-7)$$

各運動モード間の連成項は radiation 流体力と係留力に表れてくる。運動方程式中動的流体力の関与する係数は周波数の関数となっているため、連成運動方程式 (3-6) には厳密な意味で直交関係を満たす固有関数は存在せず、各運動モードに通常の振動方程式にみられるような固有

周期を厳密に定義することはできない。(3-6)式は規則的な入射波に対して成り立つもので、浮体の運動を表す最も一般的な運動方程式は、過去から現在に至る履歴がすべて積分された memory effect を持った、フーリエ畳込み(convolution)の形となる微積分方程式で表現される²⁰⁾。しかし浮体の周波数応答関数を求める目的には(3-6)式のみで十分である。

運動方程式(3-6)の各係数は次のようにして求める。広義の質量 M_i と静的復原力係数 C_i は浮体の主要目ならびに重量分布が与えられると求められる。流体力 m_{ji} 、 N_{ji} 、 E_i は前節の方法で求められる⁶⁾。係留ライン復原力係数は係留ラインの仕様が与えられればカテナリ理論や差分近似法により求められる⁵⁾。エネルギー吸収装置の特性 d_i 、 k_i は、波浪エネルギー吸収効率を左右する重要なパラメータであって、入射波に応じてその最適値が求められるが、その決定法は次節に述べる²⁵⁾。

3-3 エネルギー吸収^{11), 31), 151), 171)}

波浪エネルギーが吸収されるメカニズムは二様の方法で説明できる。一つは、無限遠方に浮体を取り囲む検査面を想定し、この検査面を通るエネルギー収支から吸収されるエネルギーを見積る方法である。他の一つは、吸収されるエネルギーは浮体表面で流体が浮体になす仕事とみる方法である。後者はさらに、浮体表面で流体圧力が浮体になす仕事とみる方法と、圧力を積分した流体力が浮体になす仕事とみる方法に細分される。けっきょく、波浪発電装置が波浪エネルギーを吸収するメカニズムを説明する方法は三通りあることになる。勿論これら三つの異なる方法で見積られる吸収エネルギーは然るべき変形の後、同じ結果を与える。以下にこれら三通りの方法を概説する。

まず無限遠方に設けた検査面を通過するエネルギー収支について考える。検査面を通過して浮体を含む内部流体領域に入るエネルギーは入射波のもつエネルギーだけである。検査面から外に出ていくエネルギーは、入射波、散乱波それに浮体の運動により生じる発散波を重ね合わせた波が持ち去るエネルギーである。いま、流体は非粘性、非圧縮性の仮定が成り立つ場合を考えると、入ってくるエネルギーと出ていくエネルギーの差が波浪発電装置が吸収したエネルギーとなる。これらの関係は二次元問題に単純化して考えると分かり易い。二次元問題とは無限に長い浮体に真横から波が当たる場合に相当し、流場は長手方向に一樣で、長手方向の流れが存在しない場合である。二次元問題では透過波、反射波の概念が役立つ。透過波、反射波は二通りの異なる意味に使われる。一つは拘束した浮体に入射波が当たる場合の透過波、反射波で、他の一つは運動を許した浮体に入射波が当たる場合のものである。いずれの場合も Fig. 3-1 に示す無限遠方の検査面で入射波 a に対して波上側の検査面から出てい

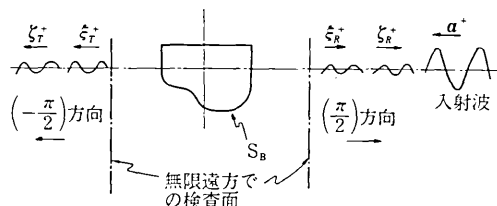


Fig. 3-1 Wave system around a floating body

く波を反射波といい、波下側の検査面から出ていく波を透過波という。拘束浮体の場合には、反射波 ζ_r は diffraction 問題の散乱波そのものであり、透過波 ζ_t は入射波に散乱波を重ね合わせた波となる。拘束浮体の場合、エネルギー保存則は

$$|a|^2 = |\zeta_r|^2 + |\zeta_t|^2 \quad (3-8)$$

となる。入射波の方向と反射波・透過波の間には興味ある関係が知られている。すなわち一般の左右非対称浮体であっても、入射波の方向が変わった場合、反射波・透過波の振幅は変わらず、透過は位相まで等しくなる¹⁷⁾。

$$|\zeta_r^*| = |\zeta_r|, \quad \zeta_r^* = \zeta_r \quad (3-9)$$

ただし上肩の土は入射波の方向を示す。

次に浮体の運動を許した場合には、反射波 ξ_r は拘束浮体の反射波 ζ_r に入射波 a により誘起された運動による発散波を重ね合わせた波であり、透過波 ξ_t は拘束体の透過波 ζ_t に浮体の運動による発散波を重ね合わせた波となる。エネルギーを吸収しない場合、エネルギー保存則は

$$|a|^2 = |\xi_r|^2 + |\xi_t|^2 \quad (3-10)$$

となる。波浪発電装置がエネルギーを吸収する場合、吸収するパワー ($\partial E / \partial t$) は入射波 a が持ち込むパワーから反射波 ξ_r 、ならびに透過波 ξ_t が持ち去るパワーを差引いた残りとなる。波浪エネルギー吸収効率 η を、吸収するパワーを単位幅の入射波のもつパワーで無次元化したものと定義すると、

$$\eta = \frac{\partial E}{\partial t} / \frac{1}{2} \rho g |a|^2 \cdot V_g \quad (3-11)$$

したがって

$$\eta = 1 - \{|\xi_r|^2 + |\xi_t|^2\} / |a|^2 \quad (3-12)$$

三次元の場合も、散乱波、発散波の進行方向が $(0, 2\pi)$ であることを考慮して検査面を大きな円筒にとることで同様の式が得られる。

反射波と透過波の間には、左右対称の二次元浮体の場合、興味深い関係がある。すなわち、エネルギーを吸収しない時は sway または roll の同調点で

$$\xi_r = \zeta_r, \quad \xi_r^* = \zeta_r^* \quad (3-13)$$

となり、heave の同調点で

$$\xi_r = -\zeta_r, \quad \xi_r^* = -\zeta_r^* \quad (3-14)$$

となる。後述するエネルギー吸収効率が最大になる状態では sway または roll 運動だけを許した場合には

$$\xi_r = \xi_r \quad (3-15)$$

となり、heave 運動だけを許すときには

$$\xi_T = -\xi_R \quad (3-16)$$

となる¹⁰⁾。

第二の方法、すなわち流体圧力が浮体になす仕事について説明する。流体圧力は、入射波・diffraction・それに所定の運動モードに対応する radiation の速度ポテンシャルを重ね合わせて得られる浮体表面における流体圧力 p と流体の法線方向の速度 V_n との積の時間平均 $\overline{p \cdot V_n}$ を浮体表面 S_B にわたって積分したものが浮体が吸収するパワー ($\partial E / \partial t$) となる。いま、radiation 問題の発散波を次のように表示する。二次元の場合、発散波の周期的時間項を除いた振幅を A_j^* とおくと

$$A_j^* = -i \frac{\omega^2}{g} l_j H_j \left(\pm \frac{\pi}{2} \right), \quad j = 1, 2, 3 \quad (3-17)$$

ただし、 $x_j = l_j \exp(i\omega t)$ 、 l_j は j モードの運動振幅であり運動方程式 (3-6) を解いて得られる。三次元の場合には無限遠方で発散円筒波となり、その周期的時間項を除いた振幅を $A_j(\gamma, \beta)$ とすると

$$A_j = -i \frac{\omega^3}{g} \cdot \frac{l_j}{\sqrt{2\pi g r}} \cdot e^{i\frac{\pi}{4}} \cdot H_j(\beta), \quad (3-18)$$

$$j = 1, 2, \dots, 6$$

ただし、 (γ, β) は水面上にとった極座標である。 $H_j(\pm\pi/2)$ または β は Kochin 関数と呼ばれ、単位速度の強制動揺をした時の発散波の振幅 (三次元の場合は振幅の $\sqrt{2\pi g r / \omega^2}$ 倍) であり、その引数 $\pm\pi/2$ または β は x 軸からみて $\pm\pi/2$ または β の方向に発散波が進む事を示す。Kochin 関数を用いると ($\partial E / \partial t$) は次のように表示される¹¹⁾。

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \iint_{S_B} \overline{p \cdot V_n} ds = -\frac{\rho \omega g |a|}{z} I_m \left\{ \sum_j l_j H_j^* \left(\frac{\pi}{2} \right) \right\}$$

$$\left\{ \frac{\rho \omega^3}{4} \left[\left| \sum_j l_j H_j \left(\frac{\pi}{2} \right) \right|^2 + \left| \sum_j l_j H_j \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right|^2 \right] \right\} \quad (3-19a)$$

$$\left\{ \frac{\rho \omega^5}{8\pi g} \int_{-\pi}^{\pi} \left| \sum_j l_j H_j(\beta) \right|^2 d\beta \right\} \quad (3-19b)$$

ただし、 I_m は虚部を意味し、上肩 * 印は複素共役値を意味する。(a), (b) 式はそれぞれ二次元、三次元問題に対応する。右辺第二項は radiation 問題の発散波が持ち去るエネルギー、すなわち造波減衰力による散逸エネルギーを意味している。

最後に流体力が浮体になす仕事について説明する。流体力は (3-3) 式であるが、これは (3-1) 式より浮体の慣性力、静的復原力、係留力、波浪発電装置からの反力などにより表すことができる。 $(\partial E / \partial t)$ はこの流体力と対応する運動モードの浮体の速度との積として求められる。いま、係留ラインの静的復原力係数に相反関係 $g_{ij} = g_{ji}$ が成り立つならば、吸収されるパワーは

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \sum_j \frac{1}{2} \omega^2 d_j |l_j|^2, \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (3-20)$$

となる。

以上で三通りの吸収エネルギーの式を得たが、これらの式は diffraction と radiation の間に存在する関係式等を用いて等価であることが示される。

浮体と係留系が与えられたとき吸収エネルギーが最大になるために波浪発電装置のパラメータ d_j 、 k_j がとるべき値を、最も簡単な例として運動モード j が連成運動を併わない場合に考えてみる。(3-20), (3-1) 式等より

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\omega^2}{2} \sum_j d_j (\rho g |a|)^2 \left| H_j \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right|^2 \div$$

$$\left\{ [(C_j + g_{jj} + k_j) - \omega^2 (M_j + m_{jj})]^2 + \omega^2 (d_j + N_{jj})^2 \right\} \quad (3-21)$$

であるから、 $(\partial E / \partial t)$ が最大となるのは

$$d_j = N_{jj}, \quad k_j = \omega^2 (M_j + m_{jj}) - (C_j + g_{jj}) \quad (3-22)$$

の時である。この時の波浪発電装置の減衰力係数はその周波数での造波減衰係数と等しく、ばね常数はその周波数ではモードの運動が同調するような値である。

η を、二次元の場合は (3-11) 式で定義し、三次元の場合は (3-19b) または (3-20) を基準幅の入射波のもつパワーで無次元化したものと定義する。通常基準幅には浮体の幅 B が用いられる。三次元浮体に対して η は、エネルギー吸収効率というよりエネルギー吸収係数、すなわち浮体幅の入射波のもつエネルギーの何倍のエネルギーを吸収するかを示すものである³⁾。波浪発電装置のパラメータを (3-22) 式のように設定したときの最大エネルギー吸収係数 $\max. \eta$ は、

$$\max. \eta = \left\{ \begin{array}{l} \sum_j \frac{\left| H_j \left(\frac{\pi}{2} \right) \right|^2}{\left| H_j \left(\frac{\pi}{2} \right) \right|^2 + \left| H_j \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right|^2} \quad (3-23a) \end{array} \right.$$

$$\left. \frac{\lambda}{B} \sum_j \frac{\left| H_j \left(\frac{\pi}{2} \right) \right|^2}{\int_{-\pi}^{\pi} |H_j(\alpha)|^2 d\alpha} \quad (3-23b) \right.$$

となる。ただし λ は入射波の波長である。

(3-23) 式より次のことが分かる。二次元一自由度の運動を許す場合、左右対称形状の浮体ならば $|H_j(\pi/2)| = |H_j(-\pi/2)|$ であるので、最大エネルギー吸収効率 $\max. \eta$ は 50% を越すことはできない。しかし後に述べる Salter's Duck のように $H_4(-\pi/2) \approx 0$ となる特殊な左右非対称形状では $\max. \eta \approx 100\%$ とすることが可能である。左右対称の二次元浮体であっても多自由度の運動の場合、例えば heave と roll の同調周波数を等しくとる組合せでは $\max. \eta = 100\%$ とすることが可能である。三次元浮体である直立軸対称柱体に対しては、柱体の直径を B とおくと heave だけを許す場合には $\max. \eta \approx \lambda/6B$ 、surge または pitch だけの場合には $\max. \eta \approx \lambda/3B$ 、heave と

surge, pitch の組合せの場合には $\max. \eta \approx \lambda/2B$ となることが示されている³¹⁾ すなわち一定の波長の入射波に対して、軸対称柱体の直径 B を小さくすればするほど、 $\max. \eta$ は増大し容易に 1.0 を越え無限大に近づく。しかし直径 B を小さくするに従って運動の変位も極端に大きくなり実際には $\max. \eta$ は無限大とはならない。三次元浮体の場合 $\max. \eta$ が 1.0 を越すことがしばしばあるが、理由は、三次元浮体による散乱波・発散波は四方に拡がっていくので、浮体を取り囲む無限遠方での検査面を通して持ち去られるエネルギーには無限大の幅の入射波が関与しているためである。したがって浮体のエネルギーに寄与する入射波の幅は無限大といえる。ここで三次元浮体の波浪発電装置の $\max. \eta$ は 1.0 を越える場合が十分あることを改めて指摘しておく。

最後に、最大エネルギー吸収係数を与えるような波浪発電装置のパラメータ d_j, k_j の条件 (3-22) は必ずしも実現できないことを注意する。エネルギー変換装置の特性に制約がある場合とか、負の復原力を要求されるといった場合には (3-22) 式の関係を満足することが不可能となることがある³¹⁾。しかし波浪発電装置のパラメータ d_j, k_j を active に制御することが可能ならば、(3-22) 式を常に満たすことが可能となる。この場合は、制御に要した損失エネルギーを考慮した最適エネルギー吸収係数を得るための最適制御の問題となる。不規則波中での応答を含めた最適制御の問題は今後の検討課題である。

3-4 消波効果と漂流力

簡単のため二次元問題について考える。波浪発電装置のエネルギー吸収効率が高いということは (3-12) 式より反射波も透過波も小さいということである。また (3-22 a) 式より $\max. \eta = 100\%$ となる条件は強制動揺させた場合の透過波側の発散波が零ということである。合わせて考えると diffraction の散乱波も、radiation の発散波も共に透過波側が小さいことである。透過波が小さいということは消波装置として性能が高いということにほかならない。一般に反射波は波長の長い(周波数の低い)入射波では殆んど零となるのに対し、周波数が高くなるに従って殆んど全ての波を反射するようになる。透過波はその逆の傾向を示す。優れた波浪発電装置、例えば Salter's Duck のような形状では、広い周波数の範囲で、拘束状態でも、エネルギー吸収状態でも透過波は極めて小さい。これは消波装置としては特筆すべき性能である。すなわち優れた波浪発電装置はそのまま優れた消波装置でもある。

二次元漂流力 F_D は (3-12) 式を参照すると

$$F_D / \left(\frac{1}{2} \rho g |\mathbf{a}|^2 \right) = |\boldsymbol{\epsilon}_R|^2 + \frac{1}{2} \eta \quad (3-24)$$

と表される²⁴⁾。浮体が拘束されるか、エネルギーを吸収せずに自由に運動を許す場合には $\eta = 0$ となるので (3-

24) 式の第一項だけが残る。エネルギー吸収が $\eta = 100\%$ の場合には $\boldsymbol{\epsilon}_R = 0$ となるので $F_D / (1/2 \rho g |\mathbf{a}|^2) = 0.5$ となる。一般に透過波が等しい時は反射波が小さい程、したがって η が大きい程漂流力は小さくなる。Salter's Duck の場合は運動することにより透過波がほとんど変わらず、かつその透過波係数が小さいので、(3-24) より漂流力はエネルギー吸収を行った場合、そうでない場合の約半分に減少する。

3-5 三次元効果

三次元浮体の波浪発電装置の場合 η が 1.0 を越える場合があることを先に述べたが、効率の良い波浪発電装置の設計にこの三次元効果を利用することも考えられる。ここでは三次元浮体の解析法について述べる。三次元浮体の場合、二次元の場合のような、ほぼ任意の形状についての流体力の実用的な計算法はないが、細長い浮体には細長船理論が適用される。前述したストリップ法は高周波域での細長船理論であるが、この場合流体力の三次元効果は高次と見なされ無視される。流体力に三次元効果を含む細長船理論は周波数が低いと仮定した場合であるが、この場合理論が適用される周波数は同調周波数よりずっと低周波域に限られる。波浪発電装置の三次元効果の解析には両理論は不適当で、より広い周波数で適用できる理論が必要である。そのような理論として丸尾等が改良法¹³⁾を提案している。それは一種の摂動法でいうところの composite solution であり、計算結果は広い周波数域で実験値と良く一致している。丸尾等の論文は左右対称物体の左右対称運動に関するものであるが、その改良法は波浪発電装置のような非対称物体の非対称運動にも拡張されている³¹⁾。

細長船理論によると、単一の浮体の場合だけでなく複数浮体の相互干渉も容易に計算でき、その間隔の流体力に及ぼす影響も求められる。

そのほかの三次元効果として、消波効果に対するもの、すなわち波が回り込む現象や、漂流力に対するものが重要である。漂流力は同調時に三次元効果で増加するので注意を要する。

3-6 不規則波中でのエネルギー吸収⁵⁾

不規則波中で波浪発電装置により吸収される波浪エネルギーの応答特性は、規則波中における応答関数 (3-20) 式を用いた応答スペクトラムを次のように定める⁵⁾。

$$S_{pp}(\omega, \chi) = H_{pw}(\omega, \theta - \chi) \cdot 2S'(\omega, \chi) \quad (3-24)$$

ただし、 $S_{pp}(\omega, \chi)$ は吸収エネルギーの応答スペクトラム、 $H_{pw}(\omega, \theta - \chi)$ は吸収エネルギーの応答関数である。

$$H_{pw}(\omega, \theta - \chi) = \overline{(\partial E / \partial t)} / |\mathbf{a}|^2 \quad (3-25)$$

また $S'(\omega, \chi)$ は (2-6) 式で定義される入射波のスペクトラム、 θ は波の入射角、 χ は素成波の進行方向と波の平均進行方向のなす角、 $|\mathbf{a}|$ は規則波の入射波の振巾である。不規則波中で吸収される全パワーの時間平均 \bar{P} は

$$\bar{P} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} S_{pp}(\omega, \chi) d\omega d\chi \quad (3-26)$$

となる。不規則波中でのエネルギー吸収係数 η_{irr} を、基準幅(浮体幅 B)の短波頂不規則波のもつパワーで無次元化するものと定義すると、(2-5)式と(3-26)式より

$$\eta_{irr} = \frac{\bar{P}}{(\partial E / \partial t)_{irr} \cdot B} \quad (3-27)$$

である。ただし二次元問題では B は単位にとる。

3-7 最適形状の選定

ここでは最も簡単な例として二次元問題—自由度の運動に対してエネルギー吸収効率が最大となる浮体形状について述べる。max. $\eta \approx 100\%$ となる条件は(3-23 a)式から、

$$H_j(-\pi/2) \approx 0 \text{ かつ } H_j(\pi/2) \neq 0 \quad (3-28)$$

である。すなわち静水中で浮体を j モードの強制動揺させる際、片側に発散波を作るが他の側には発散波を生じないような形状である。一方 max. $\eta \approx 100\%$ となる浮体形状を(3-12)式から求めると

$$\epsilon_r \approx 0 \text{ かつ } \epsilon_n \approx 0 \quad (3-29)$$

となる。すなわち、浮体の運動を許してエネルギー吸収を行う場合、反射波と透過波が共に消えるような浮体ということになる。(3-28)と式(3-29)式が等価であることは別所の逆時間ポテンシャルを導入すれば容易に導かれる²¹⁾。

別所の逆時間ポテンシャル ϕ_j^* は radiation の速度ポテンシャル ϕ_j の複素共役値である。 ϕ_j は無限遠方に発散する波を有するのに対し、逆時間ポテンシャルは無限遠方から浮体に向かって集中する波を有する。境界値問題の解の一義性から

$$\begin{aligned} \phi_j^* = & \phi_j + i \left[H_j^* \left(\frac{\pi}{2} \right) \left\{ \phi_0 \left(-\frac{\pi}{2} \right) + \phi_d \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right\} \right. \\ & \left. + H_j^* \left(-\frac{\pi}{2} \right) \left\{ \phi_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) + \phi_d \left(\frac{\pi}{2} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (3-30)$$

となる²¹⁾。ただし ϕ_0 は単位振幅の入射波のポテンシャル、 ϕ_d はそれに対する散乱波のポテンシャルである。入射波の引数 $(\pm\pi/2)$ は波の進行方向を、散乱波のそれは散乱波を作るもとの入射波の進行方向を示す。

(3-30)式で $H_j(-\pi/2) = 0$ の場合を考えてみると、右辺は $(-\pi/2)$ 方向へ向かう入射波のポテンシャル $iH_j^*(\pi/2)\phi_0(-\pi/2)$ とその散乱波のポテンシャル $iH_j^*(\pi/2)\phi_d(-\pi/2)$ ならびにその時の浮体の運動から生ずる発散波の速度ポテンシャル ϕ_j から成り立っている。すなわち右辺は波浪発電装置が規則波中で運動している場合の流場の速度ポテンシャルを表現している。これに対し左辺は、 $H_j(-\pi/2) = 0$ であるので $(-\pi/2)$ に向かう発散波と逆位相の入射波だけが存在して反射波も透過波も存在しない。すなわち(3-28)式と(3-29)式の関係が等価な

ことが導かれた。

所定の運動モード、任意の周波数で最大エネルギー吸収効率 max. $\eta \approx 100\%$ となる形状を選定する一般的な方法は、未だ知られていない。限られた運動モード、周波数範囲では次の方法が有効である²¹⁾。ある決まった対称断面の波無し速度ポテンシャル ($H_j(\pm\pi/2) = 0$ の速度ポテンシャル) を基本にして、原点に source と doublet を付加して(3-28)を満足する速度ポテンシャルを求める。そして流線追跡を行うことにより、その形状を求める方法である。

4. 開発の現状^{4), 19)}

大型の波浪発電装置として移動しているものは未だできていない。しかし proto-type による実海面での試験が日本と英国で進められている。それと同時に基礎的研究も日本・英国・米国で行われている。現在実現の可能性のあるものとして開発が進められているもののうち、浮遊式の波浪発電装置としては空気利用のもの、Salter's Duck, 多重連結いかだ式などである。

4-1 益田式空気タービン型^{14), 16)}

我が国が世界に先がけて開発した波浪発電装置で、航路標識用ブイや灯台用電源として実用化され、世界各国において使用されている空気タービン型は益田の考案によるものである。理在海洋科学技術センターによって、大型化と経済性の追及を目的として研究開発が進められている。この装置は船型の浮体(長さ 80 m, 幅 12 m, 高さ 4.1 ~ 7.8 m, 重量 500 トン)に Fig. 4-1 の空気室(室

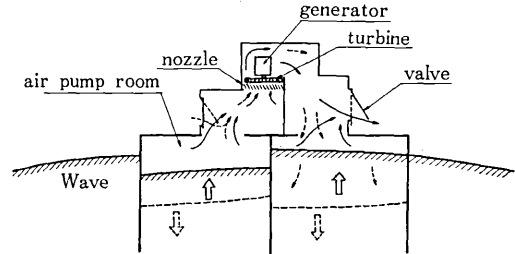


Fig. 4-1 Masuda's air-turbine type wave energy converter

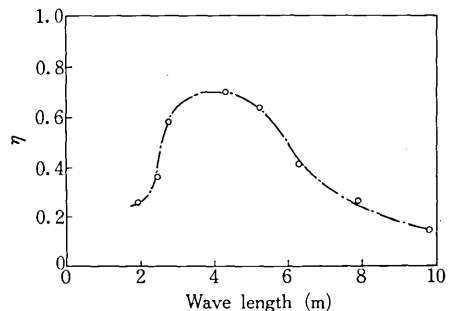


Fig. 4-2 Absorbed wave energy coefficient of Masuda's air-turbine type wave energy converter

面積 25 m^2 、数 22 個) を設けて波浪中に浮かべ、波浪による空気室内の空気の動きをノズルを通して高速気流にし、空気タービンや発電機を回転して発電する方式である。現在日本海鶴岡市由良沖で試験が行われている。なお長さ 7.5 m の模型による水槽試験から求めたエネルギー吸収係数を Fig. 4-2 に示す¹⁶⁾。

4-2 Salter's Duck^{4), 7), 12), 20)}

英国の Salter が 1974 年 Nature 誌上に発表した波浪発電装置で、これを契機に英国が波浪発電に多大の研究費を投入するようになったものである。彼が考案した左右非対称の浮体形状は (3-28) 式の条件を念頭においたものである。ところで (3-28) 式の条件と最大エネルギー吸収効率との関係あるいは、(3-28) 式と (3-29) 式との関係は radiation 問題と diffraction 問題の間関係が明確になって初めて理解されるものである。Salter's Duck が考案された当時、これらの関係は一般には理解されておらず、Salter が一般物理学者であることを考え合わせると、理論を超越した直感による考案と考えられる。Salter's Duck の形状は、Fig. 4-3 の G 点で回転を許し、波下側は G 点を中心とした円弧であり、波上側は指数関数である。エネルギー吸収効率を Fig. 4-4 に示す¹²⁾。効率は非常に優れている。

4-3 多重連結いかだ方式

Salter's Duck と並んで英国が開発に力を入れている方式であり、Fig. 4-5 に示すように箱船を数台ピン結合したもので、箱船間の相対角度変位を利用して発電する方式である。長さ 3.44 m 、幅 2.44 m の 3 分割模型による三次元実験のエネルギー吸収係数 η を Fig. 4-6 に示す⁴⁾。

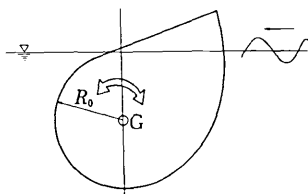


Fig. 4-3 Salter's Duck

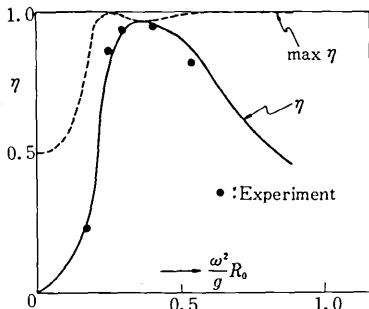


Fig. 4-4 Efficiency of Salter's Duck

3-3 節に説明したとおり、 η が 1.0 を越す場合が生じている。

5. 今後の検討課題

波浪発電の理論は線形理論の範囲では基本的にはほぼ完成されたものと考えられる。残された問題は波浪発電装置の性能を向上させ、経済的に採算のとれるものにするための Technology 上の問題点である。これらは日本近海の波浪エネルギー資源の詳細な調査、海象が通常時(稼働時)の波浪発電装置の性能向上ならびに海象が台風等の異常時の安全性などである。

日本近海の波浪エネルギー資源については未だ詳細なものはまとめられていないが、全国にわたって沿岸と沖合に分けた資料が望まれる。海区も波浪エネルギー開発に適した区分とし、各海区ごとの波高・波周期・波向の長期発現頻度分布ならびに二次元波浪スペクトラムの特徴を捉える必要がある。

通常時の性能向上のために今後に残された課題としては次のものが考えられる。最適形状の選定方法、不規則波中での波浪発電装置の最適制御の方法の開発があげられるが、特に三次元の最適形状の選定方法については殆んど手がつけられていないが効率向上の面で研究が望まれる。

台風等の異常時の安全性については非線形の影響が重要になる。非線形影響は、radiation 流体力、波強制力、静的復原力、波浪エネルギー吸収装置の減衰力と復原力、粘性減衰力、係留力などに表れる。

そのほかに、エネルギー変換システム、発電システム、

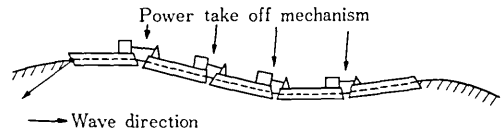


Fig. 4-5 Multi-connected-raft type wave energy converter

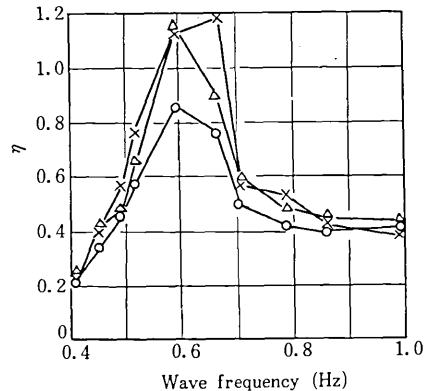


Fig. 4-6 Absorbed wave energy coefficient of multi-connected-raft type wave energy converter

エネルギー貯蔵システムや送電システムそして係留システムなどが重要な検討課題である。

6. ま と め

日本にとって波浪エネルギーは代替エネルギーとして重要なものであることが第2章で明らかにされた。波浪発電の理論は基本的には完成されたものであることが第3章で述べてあるが、実用化するためには解決しなければならない問題が少なからずあることが第5章で指摘してある。第4章で触れてあるように、北海油田をもつ英国ではあっても代替エネルギーとして波浪エネルギー開発にとり組む意気込みは日本をはるかにしのぐものがある。日本は造船界を背景にした波浪エネルギー開発のポテンシャルは英国に優るものを持っている。今後日本が波浪エネルギー開発の分野で世界をリードするか否か、あるいは日本の代替エネルギーとして潜在的な価値をもつ波浪エネルギーを実用化できるか否かは、波浪エネルギー開発の研究へのこれからの投資額によって決まるものと考えられる。

終わりに、日本近海の波浪統計の貴重な資料を提供して下さった運輸省船舶技術研究所高石敬史室長に深く感謝します。
(1979年8月22日受理)

参 考 文 献

- 1) 別所正利, '浮遊式消波装置の Feasibility Study,' 第34回水槽委第2部会資料 (1973)
(波力利用消波方法, 特許願 昭和48-65398)
- 2) 別所正利, '逆時間ポテンシャルについて,' 関西造船協会誌 159号 (1975)
- 3) Evans, D.V., 'A theory for wave power absorption by oscillating bodies,' 11th Symp. on Naval Hydrodynamics, London (1976)
- 4) Glendenning, I., 'Energy from waves,' Oceanology International 78 (1978)
- 5) 井上義行, '浮遊式海洋構造物の波浪中における運動および係留特性,' IHI 技術 17-2 (1977)
- 6) 菅 信, '二次元造波理論, 三次元造波理論,' 第2回耐航性シンポジウムテキスト, 日本造船学会 (1977)
- 7) 菅 信, '非対称浮体による波エネルギー吸収効率について,' 船研講演概要 32 (1978)
- 8) 木下 健, '規則波中の細長体に作用する流体力につい

- て(前進速度のない場合),' 生産研究 9月号 (1979)
- 9) Kinsman, B., 'Wind Waves,' Prentice-Hall (1965)
- 10) 前田久明ほか, '海洋エネルギーの利用,' 第4回海洋工学シンポジウムテキスト, 日本造船学会 (1979)
- 11) Maeda, H., et al., 'On the motions of a floating structure which consists of two or three blocks with rigid or pin joints,' 日本造船学会論文集 145号 (1979)
- 12) 前田久明ほか, '波浪発電装置に関する基礎的研究(その1),' 日本造船学会論文集 146号 (1979) (予定)
- 13) Maruo, H. and J. Tokura, 'Prediction of hydrodynamic forces and moments acting on ships in heaving and pitching oscillations by means of an improvement of the slender ship theory,' 日本造船学会論文集 143号 (1978)
- 14) 益田義雄, '波浪発電,' Ocean Age 5月号 (1977)
- 15) Mei, C. C., 'Power extraction from water waves,' J. of ship Research 20-2 (1976)
- 16) Miyazaki, T. et al., 'Research and development of wave power electricity generation systems,' Oceanology International 78 (1978)
- 17) Newman, J. N., 'The interaction of stationary vessels with regular waves,' 11th Symp. on Naval Hydrodynamics, London (1976)
- 18) 日本造船研究協会第163研究部会, '気象海象および船舶の波浪中応答に関する統計解析および実船計測,' 研究資料 277 (1977)
- 19) Ocean Industry, 'North Sea Report,' Ocean Industry 2月号 (1979)
- 20) Salter, S. H., 'Wave Power,' Nature 249 (1974)
- 21) 澤山健一, '消波用浮体の形状に関する研究,' 大阪大学修士論文 (1979)
- 22) 資源エネルギー庁, '総合エネルギー統計' (1977)
- 23) 高木又男, '浮体に作用する流体力について(漂流力について),' 第2回海洋工学シンポジウムテキスト, 日本造船学会 (1976)
- 24) 田中裕久ほか, '波力エネルギー吸収装置の動力特性,' (第1報, 基礎特性),' 日本機械学会 56回講演論文集 (1979)
- 25) 山内保文, '海洋波中の応答,' 第1回耐航性シンポジウムテキスト, 日本造船学会 (1969)
- 26) Yamanouchi, Y. et al., 'Statistical diagrams on the winds and waves on the north pacific ocean,' Papers of Ship Research Institute, Supplement No. 2 (1970)