

## 第八章 船體の動搖

### 124. 船體動搖の種類とその研究の目的

船體の動搖とは船體が一つの剛體として水中で振子的運動をなすことをいふのであつて、船體の理論に於て重要な一部門をなしてゐる。而して實際問題として何故大切な事柄であるかといふと、その目的が大別して二つに分れる。その一つは動搖が少い場合でもその振幅や加速度がかなり大きいので直接乗客や船員の氣持や操作上に影響することであり、又他の一つは船體の動力學的安定問題に非常に關係してをり、従て船の轉覆や漂流等に重要な役割を演じてゐることである。これ等は船としては言ふまでもなく非常に大切な事柄である。乗客の氣持に與へる影響については末廣博士でさへ興味を持たれ一つの論文<sup>1)</sup>を出してをられる位である。

船體の動搖はその形の上から六つの種類に分けることができる。即ち前後左右、上下の三方向の直線的繰返し運動と上述の三つの方向の軸の周圍の回轉的運動とである。しかし抵抗其他の性質から前後と左右との直線的繰返し運動は餘り起らない。たゞ左右のものは他の動搖に伴つて起り得るものである。最も普通に起る動搖は、前後の方向の軸即ち縦軸の周圍の回轉的の動搖即ち横搖 (rolling)、左右の方向の軸即ち横軸の周圍の回轉的動搖即ち縦搖 (pitching)、上下の軸即ち豎軸の周圍の回轉的動搖即ち搖艙 (yawing)、上下方向の直線的動搖即ち上下動 (dipping and heaving) の四通りのものである。最も屢、起るのは横搖であり、その動搖角もかなり大きなことが多い。縦搖はその動搖角は小さいけれども、船の前後端に近い所ではその中心からの距離が遠い爲に振幅は却て大きくなることもある。

次に船體の動搖問題で他の工學的振動問題と非常に異なる點は、その外力や剛

<sup>1)</sup> 末廣恭二, "Über die untere Grenze der fühlbaren Schwingungen," 帝國學士院紀事, 5 (1929), 411-414.

體的運動のことは別として、船體といふ振動體が非常に大であるのにこの船を常態に戻す復原偶力が割合に小さくなつてゐる爲に動搖の週期が他の振動物に比して著しく長いことである。物理的に見ると單に週期が長いといふことに止まるけれども、實際問題としてこのやうに長いことは、その結果として水中での減衰力が餘り働かぬこととなり、従てその自由動搖がいつまでも續いて結局この自由動搖そのものが他の場合の強制動搖と同じやうに一種の擾亂作用と考へられるやうになり、且つ強制力が時々働いても船體全體としての動搖はやはり自由動搖の型が優勢なる地位を占めるに到つてゐるのである。それで本章の研究も斯る立場から進むこととし、自由動搖、強制動搖といふやうなことのみに餘り強い區別立てをしないことにする。

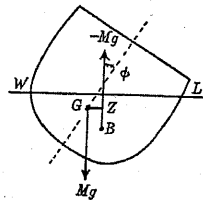
### 125. 船體の固有横搖週期 (Period of Rolling)

靜水中にある船體が減衰することなく動搖する場合を考へることは、その動搖週期や、靜力學的安定度即ち船體復原性をしらべる上に大切なことと考へられる。

先づ自由動搖の週期を出すには右圖に於て船體の重心  $G$  から、浮力の中心  $B$  を通過せる鉛直線に垂線  $GZ$  を引き、復原性偶力  $\overline{GZ} \cdot Mg$  を考へる。 $G$  を通る縦軸の周圍の船體質量の慣性モーメントを  $I$  とすれば、自由動搖の方程式として次式が作られる：

$$I \frac{d^2\phi}{dt^2} + Mg \cdot \overline{GZ} = 0. \quad (1)$$

重心  $G$  の周圍に同轉的動搖をなすと考へて、その周圍の  $I$  を取ることは Moseley 等の考によつてゐる。Bertin<sup>1)</sup> が具體的に試みた研究によれば重心點は殆ど不動點であるといふことである。Johns<sup>2)</sup> の研究によると重心點は四つの loops を描き、



第 87 圖

1) E. Bertin, "On Waves and Rolling," *Naval Science*, 3 (1874), 43-68, 198-228, 331-347, 486-500.

2) A. W. Johns, "The Accelerated Motion of Bodies in Water, with Special Application to the Rolling of Ships," *TIN*, 4, 51 (1909), 139-197.

その交點が丁度重心に當つてゐたといふことである。しかし末廣博士及び佐藤技師<sup>1)</sup>の模型的實驗によると重心點は上下にのみ多少動き、左右には殆ど動かなくなつたのである。その報告によれば左右動は單に抵抗等の爲に妨げられたものの如くである。重心  $G$  が不動點でなくても (1) の式は大して變化がない。それで動搖の性質はともかくとして、こゝでは動搖週期を出す事が目的であるから式の形をもとの儘にして置く。今大して大きくない角の動搖週期を求めるには動搖角  $\phi$  を小であるとして差支ないから  $\overline{GZ} = m\phi$  と書く、茲に  $m$  はメタセンター高即ち  $GM$  (これから後は  $\overline{GM}$  とせず、單に  $GM$  と書く) を表す。斯の如くして

$$I \frac{d^2\phi}{dt^2} + Mg m \phi = 0. \quad (1')$$

今  $I$  を質量の同轉慣性半径とすれば  $I = Mk^2$  であるから、上式は

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{gm}{k^2} \phi = 0 \quad (1'')$$

であり、動搖週期は

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{k^2}{gm}} \quad (2)$$

となる。この式でわかるやうに  $GM$  の長さ  $m$  が分母にあるから、 $GM$  の小なるもの程動搖週期が長いといへる。それで艦船の計畫に際してはこの  $GM$  をできるだけ小にして動搖週期を長くする傾向がある。而して  $GM$  が正の符號を取ることは安定が保たれることにもなるけれども、これはどうせ  $\phi$  の小なる範圍に於てであり、角が大になると大抵は別の状態で安定の區域に入るから、船體の場合に  $GM$  を非常に小に取つても差支ないのである。船體の顛覆といふやうなことから考へても  $GM$  は寧ろ小なる方がよいといふことさへあるのである。驅逐艦のやうな小なるものから戦艦や大西洋の定期船のやうな大なるものに到つても  $GM$  は 1 呎から 4 呎位の範圍内にあり、従て動搖週期は 4.5 秒程度から 20 秒位の範圍にあるものである。勿論 (2) の  $k^2$  は各船について大して變更することはできぬ。

次に自由動搖の形を考へるに、(1'') の解を作れば

1) 末廣恭二、佐藤兌、"船體の動搖に関する研究(第三回報告)," 造船協會會報, 29 (1921), 75-83.

$$\phi = A \sin \sqrt{\frac{gm}{k^2}} t + B \cos \sqrt{\frac{gm}{k^2}} t \quad (3)$$

となる。この  $A, B$  は  $t=0$  に於ける  $\phi$  と  $d\phi/dt$  の条件とから決定することができる。

次に  $\phi$  が餘り小でない場合の自由動搖の方程式を書くと  $\overline{GZ} = m \sin \phi$  であるから

$$I \frac{d^2 \phi}{dt^2} + Mgm \sin \phi = 0 \quad (4)$$

となる。これを解くには上式に  $\frac{2}{I} \frac{d\phi}{dt}$  を乗じ、 $t$  に就て積分して

$$\left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 = A + \frac{2Mgm}{I} \cos \phi$$

を作る。但し  $A$  は定数であり次の如くして定める。動搖の極大角を  $\alpha$  とすれば  $\phi = \alpha$  で  $d\phi/dt = 0$  であり、上式から

$$A = -\frac{2Mgm}{I} \cos \alpha.$$

従て

$$\left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 = \frac{2Mgm}{I} (\cos \phi - \cos \alpha).$$

$$dt = \frac{T}{2\pi} \frac{d\phi}{\sqrt{2(\cos \phi - \cos \alpha)}},$$

茲に  $T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgm}}$  である。上式から  $\alpha$  なる極大動搖角を有する動搖の週期  $T_\alpha$  を出すと次の如くなる：

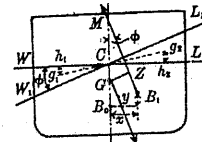
$$T_\alpha = \frac{T}{2\pi} 2 \int_{-\alpha}^{\alpha} \frac{d\phi}{\sqrt{2(\cos \phi - \cos \alpha)}}.$$

今、 $\alpha$  が小なる場合の  $T_\alpha$  を  $T$  と書き種々の場合の週期を出すると下の如くなる：

$\alpha$	小角	30°	60°	90°	120°	150°	180°
$T_\alpha$	$\cdot T$	1.017 $T$	1.073 $T$	1.183 $T$	1.373 $T$	1.762 $T$	$\infty$

この表から  $\alpha = 30^\circ$  位までは週期が2% 足らずしか増加しない事がわかる。それ故普通の横搖では  $\theta$  が小であるとして計算してもかなり大なる動搖角までその週期が役立つのである。大なる角の自由動搖問題については Rankine<sup>1)</sup> や Cannon<sup>2)</sup> の研究もある。

メタセンター高の非常に小なる船の動搖は Scribanti<sup>3)</sup> によつて考へられた。而して問題を簡単にする爲に側壁が鉛直なる場合を取つて見る。下圖に於て傾斜せる場合の水平面  $W_1L_1$  は垂直なる場合の水平面  $WL$  の中央點を通る。船體の排水量を  $V$  とし浮力の中心  $B_0$  は傾斜せる場合に  $B_0$  に対して  $(x, y)$  なる座標點  $B$  に移動する。  $2b$  を船體の幅とするととき移動楔形容積の重心點  $g_1, g_2$  を考へると、 $h_1 h_2 = \frac{1}{2} b^2$ ,  $g_1 h_1 + g_2 h_2 = \frac{1}{2} b \tan \phi$ , 楔形の容積は  $v = \frac{1}{2} b^2 \tan \phi dl$  となる。茲に  $dl$  は船體の單位長さを示す。従て



$$Vx = \sum v h_1 h_2 = \sum \frac{1}{2} b^2 \tan \phi dl \frac{1}{2} b \\ = \tan \phi \sum \frac{1}{2} b^3 dl = I_1 \tan \phi$$

となる。茲に  $I_1$  は  $WL$  なる水線面の中心線  $C$  の周囲の慣性モーメントである。同様にして

$$Vy = \sum v (g_1 h_1 + g_2 h_2) \\ = \frac{1}{2} I_1 \tan^2 \phi.$$

故に  $M$  をメタセンターの位置とすれば

$$x = \frac{I_1}{V} \tan \phi = \overline{B_0 M} \tan \phi, \quad y = \frac{I_1}{V} \frac{1}{2} \tan^2 \phi = \frac{\overline{B_0 M}}{2} \tan^2 \phi$$

となる。それ故  $\overline{GZ}$  は

$$\overline{GZ} = x \cos \phi + y \sin \phi - \overline{B_0 G} \sin \phi \\ = \sin \phi (GM + \frac{1}{2} \overline{B_0 M} \tan^2 \phi).$$

1) M. Rankine, "On the Action of Waves upon a Ship's Keel," *TINA*, 5 (1864), 20-34.

2) A. Cannon, "Further Results of Research Work in connection with the Post-Graduate Scholarship in Naval Architecture," *TINA*, 56 (1914), 224-243.

3) A. Scribanti, "On the Heeling and Rolling of Ships of Small Initial Stability," *TINA*, 46 (1904), 93-110.

$\phi$  が小さいとすれば  $\phi = \sin \phi = \tan \phi$  であるから、横揺の運動方程式を作ると

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{gm}{k^2}\phi + \frac{gm'}{2k^2}\phi^3 = 0 \quad (5)$$

となる。茲に  $m' = \overline{BoM}$  である。この式から注意すべき事は  $m$  が小なれば小なる程、上式の第二項は小となり、運動は  $m$  よりも  $m'$  に主として関係するやうになり、運動が非対称的のものになる。上式は主として楕圓積分其他を以て計算することができ、その結果として次の事が挙げられる。 $m$  が比較的の小なる場合の動揺週期を  $T_m$  とし、 $T = 2\pi\sqrt{k^2/gm}$  から出した  $T$  との比を出して見ると、GM=3 呎なる或る戦艦では  $T_m/T = 1.04$  となり、GM=4 呎なる大西洋客船では  $T_m/T = 1.31$ 、GM=3/8 呎なる極端なる一例では  $T_m/T = 2.98$  となつてゐる。この三種はやはり Scribanti の論文に載つてゐる。

特別な場合、即ち  $m=0$  のときには運動方程式が

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{gm'}{2k^2}\theta^3 = 0 \quad (6)$$

となるが、このときに自由動揺が等週期とならず、週期が

$$\frac{T}{2} = \frac{5.25}{\alpha} \sqrt{\frac{k^2}{gm'}} \quad (7)$$

を以て與へられる。茲に  $\alpha$  はラディアンで表せる刻々の極大振幅を示す。Scribanti は之等の結果を確める爲に實驗を試みたのである。Johns<sup>1)</sup> は式(7)を Scribanti の如く楕圓積分によらず、近似計算法を以て解くことに成功した。

渡邊博士<sup>2)</sup> は Scribanti の研究に似た考方及び楕圓積分の充分なる應用によつて負の GM を有する船の動揺週期及び振幅の理論的計算を行つた。而して後に述べるやうに波濤中での強制動揺の問題をも併せてしらべたのである。その結果はかなり複雑であるのでこゝには一々の説明を省いたけれども、それが船體の實際上の問題に對して極めて有益なものであることは論を俟たぬ。

船體の幾何學的性質及び重量分布を知つてその固有動揺の週期を出すことは

1) A. W. Johns, *Engineering*, July 18, 1904.

2) 渡邊憲弘, “負の GM を有する船の横動揺の理論的解析,” 造船協會會報, 43 (1923), 9-74.

何等の實驗を必要とせず、事柄が簡單であるけれども、その結果は必しも實際の値と一致しない。何となれば水中にあつて動揺する船體はその附近の水が慣性質量となつて船體と共に運動するからである。末廣博士<sup>1)</sup> はその水槽に於ける模型試験に於て、上述の如く水の慣性質量が非常に重要な役目をしてゐることを發見された。勿論かゝる事柄は種々の方面で豫期されることには違ひないけれども、船體にも斯様なことがあるとはそれまで殆ど誰も氣がつかなくつたことであり、いはんや實驗的に證明することなどは思ひもよらなかつたのである。末廣博士は船形のものゝ角形のものゝ二種類の模型を作り、且つ夫々に大小二個の模型を備へ大なる方は船型の場合に 220 種、角形の場合に 200 種とし、小なる方は夫々 110 種及 100 種とした。その他メタセンター高等の問題は動揺の相似の關係を明瞭にする爲に何れも適當な調整を行つた。實驗の結果、重心を通る縦軸の周圍の質量慣性モーメントは、空中に於て測定したものよりも、遙かに大きくなることがわかつたのである。即ち船形の場合には大模型に於て 19.1%、小模型に於て 21.4% 増加し、角形船型では大模型に於て 90.2%、小模型に於て 92.4% 増加することを認めたのである。之等は排水量とメタセンター高を知つた上動揺週期を測定することによつて容易に得られたものである。この研究の結果は、水の慣性質量が働く爲に、肥えてゐる船や彎曲部龍骨 (bilge keel) のある船では動揺週期が長くなること、及びその爲に動揺が或る意味に於て軽減されるものであることを教へるものといはねばならぬ。尙、船體動揺の軸が重心から離れたり、又は時によつて變化することも、一部分は上述の水の慣性質量に影響された結果と見てもよいであらう。

## 126. 静水中に於ける横揺の減衰

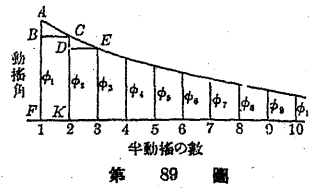
船體の動揺の水中に於ける減衰は摩擦の影響のみでなく、その勢力が水の波動として水に傳はることによるのである。W. Froude は後に述べるやうに振子的動揺記録器を作つてゐるが、それを用ひて容易に動揺曲線が作られるのである。

次圖の如く各半動揺の數を横線に取り動揺の正負の極大振幅  $\phi_1, \phi_2, \dots$  を順々

1) 末廣恭二, “船舶動揺に對する見掛けの慣性力率に就て,” 造船協會會報, 34 (1924), 14-18.

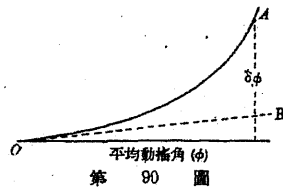
にならべて行き、之を curve of declining angle と名づける。

次に  $\phi_1$  と  $\phi_2$  の差角  $\delta\phi_1=AB$ ,  $\phi_2$  と  $\phi_3$  との差角  $\delta\phi_2=CD, \dots$  を夫々  $\frac{\phi_1+\phi_2}{2}, \frac{\phi_2+\phi_3}{2}, \dots$  の如き平均動揺角を示せる横線の上に立てて次圖の



如き曲線を描く。之を curve of extinction と名づける。この縦線  $y$  は平均動揺角につき次の如き式を以て表し得るものと假定する：

$$y = \delta\phi = a\phi + b\phi^2 \quad (8)$$



即ち OB なる直線の部分と (OA-OB) の如き拋物線とから成立つものとに分割して見るのである。このやうな研究は昔佛國の實驗家によつて行はれた。しかし Bertin<sup>1)</sup> の分析によれば  $\delta\phi$  は  $b\phi^2$  の部分のみでよいとのことである。然るに W. Froude<sup>2)</sup> は勢力の關係を用ひ且つ實船の實驗結果に照らして (8) の性質を一層よく考究し、 $a\phi$  の方は表面波を作るための抵抗であり、 $b\phi^2$  は摩擦抵抗によるものであることを指摘した。波の方の勢力は遠方へ消散し、摩擦の方の勢力は原則として熱になるものである。 $\delta\phi, \phi$  を度を以て表すときに實船や模型船から出した  $a, b$  の値は次の如くなる：

船 名	週期 (T) 秒	a	b
Sultan	17.74	.0267	.0016
Devastation	13.50	.072	.015
Inconstant	16.0	.035	.0051
Inflexible	10.70	.040	.008
實 船	Revenge (bilge keel あり)	.065	.017
	Revenge (bilge keel なし)	.0123	.0025
	King George V. (bilge keel)	.113	.0097

<sup>1)</sup> E. Bertin, "On Waves and Rolling," *Naval Science*, 3 (1874), 43-68, 198-228, 331-347, 486-500.

<sup>2)</sup> W. Froude, "On the Influence of Resistance upon the Rolling of Ships," *Naval Science* (1874), 107-121, 312-330.

船 名	週期 (T) 秒	a	b
Royal Sovereign (unbulged)	19.0	.0184	.0008
Royal Sovereign (bilge keel)	—	.105	.0175
Royal Oak (bulged)	16.0	.002	.0066
Royal Oak (bilge keel)	—	.070	.022
Revenge (bulged)	—	.003	.0092
Revenge (bilge keel)	—	.070	.0185
Hood (naked)	17.5	.008	.0036
Hood (bilge keel)	—	.045	.01

茲に Revenge の實船試験は Royal Sovereign 級の試験として行はれ、R. E. Froude なども關係し、委しい報告は Sir W. White<sup>1)</sup> によつて發表されたものである。又 Sultan, Devastation, Inconstant 等の模型試験は W. Froude<sup>2)</sup> によつて上の實船試験よりも遙か以前に行はれた。

$a\phi$  及  $b\phi^2$  なる減衰値の性質を Froude に倣つて考究して見ることにする。表面波を作る爲の動揺の抵抗モーメントと摩擦の爲の抵抗モーメントとを夫々  $K_1 \frac{d\phi}{dt}, K_2 \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2$  とすれば、減衰横搖の運動方程式は

$$I \frac{d^2\phi}{dt^2} + K_1 \frac{d\phi}{dt} + K_2 \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 + Mg m\phi = 0 \quad (9)$$

となる。茲に  $I$  は重心の周圍の質量慣性モーメント、 $m$  は GM の長さ、 $M$  は船の質量とする。 $K_2=0$  の場合の (9) の解は數學的にも甚だ簡單であるけれども、その様な特別な場合は餘り役に立たぬから説明を省略する。

半週期の動揺に於て極大及び極小の振幅をそれぞれ  $\alpha, \beta$  とすれば、その間の  $K_1 \frac{d\phi}{dt}$  に相當する仕事の量は

$$\int_{\alpha}^{\beta} K_1 \frac{d\phi}{dt} d\phi + \int_0^{\beta} K_2 \frac{d\phi}{dt} d\phi \quad (10)$$

<sup>1)</sup> W. White, "Notes on Further Experience with First-class Battleships," *TINA*, 86 (1895), 127-150.

<sup>2)</sup> W. Froude, "On the Influence of Resistance upon the Rolling of Ships," *Naval Science*, 3 (1874), 107-121, 312-330.

となる。若し  $\alpha \approx \beta$  であると假定し、且つ半週期中の正負の  $\phi$  が  $\phi = \alpha \sin \frac{2\pi t}{T}$  及び  $\phi = \beta \sin \frac{2\pi t}{T}$  で表し得るものとすれば、半週期中に消失する仕事の量は

$$\int_0^\alpha K_1 \frac{2\pi\alpha}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} d\phi + \int_0^\beta K_1 \frac{2\pi\beta}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} d\phi. \quad (10')$$

而して  $d\phi = \frac{2\pi\alpha}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} dt$  の如き形であり、又  $\phi = \alpha, t = \frac{T}{4}; \phi = 0, t = 0$  であるとする ( $\beta$  についても同様)。故に消失する仕事量は

$$\int_0^{\frac{\pi}{4}} K_1 \left(\frac{2\pi\alpha}{T}\right)^2 \cos^2 \frac{2\pi t}{T} dt + \int_0^{\frac{\pi}{4}} K_1 \left(\frac{2\pi\beta}{T}\right)^2 \cos^2 \frac{2\pi t}{T} dt.$$

之を計算して近似的に

$$\frac{K_1 \pi^2 (\alpha^2 + \beta^2)}{2T},$$

即ち

$$\frac{K_1 \pi^2 2\phi_m^2}{2T} \quad (11)$$

となる。茲に  $\phi_m$  は  $\alpha$  と  $\beta$  との平均である。この消失量を動力學的安定量の消失 (loss in dynamical stability) 即ちポテンシャル勢力の變化に等しいと置いてよい。この動力學的安定量即ちポテンシャル勢力の變化は

$$\int_0^a Mm\phi d\phi + \int_b^0 Mm\phi d\phi \quad (12)$$

であり、之を計算して

$$Mm\phi_m \delta\phi \quad (13)$$

となる。茲に  $\phi_m = (\alpha + \beta)/2$  であり、又  $\delta\phi = \alpha - \beta$  即ち extinction of roll である。(12), (13) を等しいと置いて

$$\delta\phi = \frac{K_1 \pi^2}{MmT} \phi_m \quad (14)$$

となる。即ち

$$\delta\phi = a\phi + b\phi^2$$

に於ける  $a$  は  $\frac{K_1 \pi^2}{MmT}$  で示される。同様に  $K_2 \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2$  による消失仕事の量は

$$\int_a^0 K_2 \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 d\theta + \int_0^b K_2 \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 d\phi \quad (15)$$

であり、之を前の如く計算してポテンシャル勢力の變化

$$Mm\phi_m \delta\phi$$

に等しいと置けば、

$$\delta\phi = \frac{16}{3} \frac{K_2 \pi^2}{MmT^2} \phi_m^2 \quad (16)$$

となる。之が  $\delta\phi = a\phi + b\phi^2$  の  $b\phi^2$  に當る譯である。即ち  $b = \frac{16}{3} \frac{K_2 \pi^2}{MmT^2}$  を以て表される。兩方を組合せて

$$\delta\phi = \frac{K_1 \pi^2 \phi_m}{MmT} + \frac{16}{3} \frac{K_2 \pi^2 \phi_m^2}{MmT^2} \quad (17)$$

が得られる。

前に示した表によると bilge keel の有無によつて  $a$  も  $b$  も著しく變化することがわかつた。Revenge の實驗はこの意味に於て非常に有益なものであつたのである。Bryan<sup>1)</sup> は bilge keel の影響を見る爲に流體力學を用ひ且つ Revenge の結果を参照することによつてその數理的的研究と比較した。

### 127. 波濤中に於ける船體横搖の一般的理論

船體の波濤中に於ける横搖の數學的理論は種々の複雑さの爲に、直接に實用的なものを作ることはかなり困難であるし、又初めから根本的機構を立てることも問題を却て混亂に陥れるおそれがある。W. Froude<sup>2)</sup> は 1861 年波濤中の動搖問題を論じたけれどもそれは本質的に所々缺陷がある。しかし他の方法では上に述べたやうに困難を伴ふことと、Froude の理論が長く敬意を以て取扱はれて來た關係上から、先づ Froude の理論の概要を茲に示して見たいと考へる。考の上から修正すべき點はそれから後に注意することにしておく。

Froude の理論 海に起る波が非常に規則正しい trochoid 型であるとしても、その subsurface の傾斜は水中に入るに從て次第に緩くなつてゐる。而して小なる浮游體が水中にあるとすれば、その瞬間的平衡の方向は流體力學によつてその點

<sup>1)</sup> G. H. Bryan, "The Action of Bilge Keels," *TINA*, 42 (1900), 198-238.

<sup>2)</sup> W. Froude, "On the Rolling of Ships," *TINA*, 2 (1861), 180-229.

を通る subsurface に垂直であると見られるのである。その意味から船體の場合にはその浮力の方向は船體の浮力の中心を通る subsurface に垂直と見てもよい。この subsurface を静水中の動搖に於ける静水面と考へ、その場合の固有動搖と同じやうな運動方程式を作れば問題が簡単に解けるのである。この subsurface の傾斜を effective wave slope と名づける。さて Froude の解法に於ては特に次の如き假定が含まれてゐる。即ち (i) 波濤は二次元的の規則正しい正弦函数形をなし、船體はその wave front に平行に置かれてをり、(ii) 動搖は週期的であり、(iii) 波長は船の幅よりも遙かに長く、(iv) 波動形の爲に慣性質量が變化せぬこと、(v) 波長は波高よりも遙かに長いこと、(vi) 其他種々の假定が含まれてゐるものである。

今、 $\phi_1$  を浮力の中心を通る subsurface の垂線が鉛直線となす角とし、 $\phi$  を船が鉛直線となす傾斜角とすれば、前述の議論により復原力のモーメントは  $Mm(\phi - \phi_1)$  となる。それで船體の重心の周囲の運動方程式は

$$I \frac{d^2 \phi}{dt^2} + Mgm(\phi - \phi_1) = 0 \quad (18)$$

となる。茲に  $I = Mk^2$  である。船の静水中での動搖週期は  $T = 2\pi\sqrt{k^2/gm}$  であるから、(18) は

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{4\pi^2}{T^2}(\phi - \phi_1) = 0 \quad (18)$$

と書かれる。今、 $H$  を波高、 $L$  を波長、 $T_1$  を波の週期とすれば、波の上下の振幅は

$$y = \frac{H}{2} \sin 2\pi \left( \frac{x}{L} - \frac{t}{T_1} \right)$$

であり、従て  $\phi_1$  が小なるときは

$$\phi_1 \cong \frac{dy}{dx} = \frac{\pi H}{L} \cos 2\pi \left( \frac{x}{L} - \frac{t}{T_1} \right) \quad (19)$$

となる。故に與へられた點例へば  $x = \frac{L}{4}$  なる點に於ては、 $\phi_1$  は

$$\phi_1 = \frac{\pi H}{L} \sin \frac{2\pi t}{T_1} \quad (20)$$

となる。この式を(18)に代入して

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{4\pi^2}{T^2} \phi - \frac{4\pi^3 H}{T^2 L} \sin \frac{2\pi t}{T_1} = 0 \quad (21)$$

が得られる。この式の解を作ると次の如くなる：

$$\phi = \frac{\pi H}{L} \frac{\sin \frac{2\pi t}{T_1}}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} + A \sin \frac{2\pi t}{T} + B \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (22)$$

この  $A, B$  は任意常數であり、初期の條件によつて定まるのである。 $t=0$  に於て  $\phi = \alpha$ 、 $d\phi/dt = U$  と書けば

$$\phi = \frac{\pi H}{L} \frac{\sin \frac{2\pi t}{T_1}}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} + \sin \frac{2\pi t}{T} \left( \frac{UT}{2\pi} \frac{T}{T_1} \frac{L}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} \right) + \alpha \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (23)$$

となる。之を書き直して

$$\phi = \frac{\pi H}{L} \left( \sin \frac{2\pi t}{T_1} - \frac{T}{T_1} \sin \frac{2\pi t}{T} \right) + \frac{UT}{2\pi} \sin \frac{2\pi t}{T} + \alpha \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (24)$$

この式の終りの二項と括弧のある項の第二項とは自由動搖の週期をもつてをるし括弧の中の第一項は波濤の週期と同じ週期の動搖である。 $t=0$  のときに  $U=0$ 、 $\alpha=0$  とすれば括弧のある項のみとなる。而してこれも強制動搖と自由動搖とから組合つてをり、 $t=0$  のときには全體の振幅が零でも時間と共に振幅が唸りに變化して行つてその振幅が順々に大きくなる。強制動搖と自由動搖との位相の合致せるときに振幅が最も大きくなる。之を標準振幅 (criterion amplitude) と名づける。<sup>1)</sup> これから動搖毎に少し宛振幅が減少して遂には零となり、それから後は再び前の如く繰返すものである。之等の性質は極大の波濤傾斜  $\pi H/L$  と週期の比  $T/T_1$  とに關係してゐる。今、 $T/T_1=1$ 、 $T/T_1$  が小なるとき、 $T/T_1$  が大なるときの如く別別に考へて見ることにする。

<sup>1)</sup> R. E. Froude, "The non-uniform Rolling of Ships," *TINA*, 37 (1896), 293-325.

先づ  $T=T_1$  即ち同期性 (synchronism) のときを考へる。  $t=0$  のときに船は直立の位置にあり、動搖速度が零とすれば、  $\alpha=U=0$  となる。従て

$$\phi = \frac{\frac{\pi H}{L} \left( \sin \frac{2\pi t}{T_1} - \frac{T}{T_1} \sin \frac{2\pi t}{T} \right)}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} = \frac{\beta \left( \sin \frac{2\pi t}{T_1} - \frac{T}{T_1} \sin \frac{2\pi t}{T} \right)}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} \quad (25)$$

となる。但し  $\beta = \frac{\pi H}{L}$  = 極大波濤傾斜である。  $T/T_1=1$  のときに上式は不定であるから、分母分子を  $T_1$  について微分して  $T=T_1$  に置けば

$$\phi = \frac{\beta}{2} \left( \sin \frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi t}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} \right) \quad (26)$$

となる。この式は波濤の次々の極大傾斜の部分通過するとき、即ち  $t = \frac{T}{4}, \frac{3T}{4}, \frac{5T}{4}, \dots$  のとき、  $\phi = \frac{\beta}{2}, -\frac{\beta}{2}, \frac{\beta}{2}, \dots$  の如く正負の一定の  $\phi$  を取ることがわかる。然るに波濤の頂底の極大極小が通過するとき、即ち  $t=0, \frac{T}{2}, T, \frac{3T}{2}, \dots$  のとき、  $\phi=0, \frac{\pi\beta}{2}, -\pi\beta, \frac{3\pi\beta}{2}, \dots$  となり、  $\frac{T}{2}$  毎に  $\frac{\pi\beta}{2}$  だけ絶対の振幅が増大して行くことがわかる。即ち船に抵抗がなければ遂に顛覆する譯である。<sup>1)</sup> しかし實際には抵抗もあるし、又上述のやうな規則正しい波濤の來ることもなく、更に大振幅に對しては安定度や動搖週期にも變化があるから、その危険性は非常に少い。

次に  $T/T_1$  が小なるときを考へると、これは船體の動搖週期が非常に小なることを意味し、この場合に於ける (25) の如き式を書き表すと

$$\phi = \frac{\beta}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} \left( \sin \frac{2\pi t}{T_1} - \frac{T}{T_1} \sin \frac{2\pi t}{T} \right) \quad (27)$$

となり、  $T/T_1$  が極めて小なるときには近似的に

$$\phi = \beta \sin \frac{2\pi t}{T_1} \quad (28)$$

となるから、船の傾斜が波の表面に平行となることを表す。

<sup>1)</sup> J. H. Bilel, "Presidential Address to the Engineering Section," Report of the British Association, 1911, 469-475.

$T/T_1$  が大なるときは船體の動搖週期が非常に長く、従てメタセンター高が小なることを意味する。この場合にも

$$\phi = \frac{\beta}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} \left( \sin \frac{2\pi t}{T_1} - \frac{T}{T_1} \sin \frac{2\pi t}{T} \right) \quad (27')$$

であり、  $T/T_1$  が極めて大なるときには更に書き直して近似的に

$$\phi = \frac{T_1}{T} \beta \sin \frac{2\pi t}{T} \quad (29)$$

となる。即ち船體の動搖は週期的には波濤に無関係となる。但し振幅は  $\frac{T_1}{T} \beta$  に比例するから、船體の固有週期が長ければ長い程船體の空間に對する振幅が小さくなる。この状態をねらつて船の設計を試みる事が望ましい。Froudeの式は理論上は大して誤がないけれども、實際的に考へると注意を必要とする。

Froudeの計算では波濤が船體の側方から規則正しく來るものとして考へたが、實際には斜から來ることも多くあり、従て船の前進速度と結合して動搖の週期關係に變化が起る。又、之を逆に利用して船の進路を適當に変更し以て共振を防ぐこともできる。<sup>2)</sup> この場合に船體の縦搖 (pitching) が起つたり其他複雑なる現象の伴ふことは已むを得ない。

船體横搖の種々の性質 數式では波濤中の動搖の場合でもメタセンター高は一定であり、且つ靜水中のそれに等しく、尙、メタセンター高が一定であればその効果は同じであると見たのである。メタセンター高が一定といふ事はやむを得ないとしても、その高さが一定であれば効果が同じであるといふことはそのまゝ受け容れることはできない。勿論考方だけは浮力の中心を通る subsurface を波の傾斜としてをり、従て船體の重心の位置と上述の subsurface との相互的位置について拘束がないでもないけれども、直接な考方ではない。後に述べるやうに末廣博士及び佐藤技師<sup>3)</sup> の水槽實驗の結果によると、重心點が船の immersed part から高ければ高い程動搖が増加することが知られるのである。その機構として、船體の側面か

<sup>1)</sup> Sir W. White, *TINA*, 35 (1894), 159.

<sup>2)</sup> 末廣恭二, 佐藤茂, "船體動搖に關する研究," 造船協會會報, 29 (1921), 75-83.



ら週期的に働く抵抗のある事が種々の事實に關聯して考へられ、之によつて船體の横搖モーメントに變化を與へることが想像されるからである。

又、Kriloff<sup>1)</sup>は W. Froude の (18) の如き式に於て波の運動を trochoid 波と假定し、その orbital motion を考慮に入れて力學的浮力の分布が影響せる方程式に改め、それを解いてその重心自身の運動や一般動搖の性質を明かにした。それによつて W. Froude の結果よりも一段と進歩せる結論を得たが、式が餘り煩雜な爲にこゝには出さないことにする。

以上の外に動搖の減衰性や、水の慣性質量、波の粒子の運動状態、波動の短い場合の問題など種々複雑な事柄がある。之等に關しては一部分は後に動搖實驗や動搖の諸現象の所で述べるけれども、Vedeler<sup>2)</sup>の論文にも不完全ながら言ひ及ぼしてある。Vedeler は末廣博士等の研究を考慮に入れ、波濤の圓運動があるときの動搖の復原力を浮力の部分と遠心力の部分との二つに分けて方程式を解かうと考へた。

メタセンター高が極めて小なる場合、又は負の値を有する場合は非常に複雑である。しかし船の顛覆といふやうなことから見ると却て安全であることさへもあり、かなり重要な問題に屬してゐる。渡邊博士<sup>3)</sup>はこの問題を數學的に深く研究した。即ち Scribanti<sup>4)</sup>の場合

$$\overline{GZ} = \sin \phi' (GM + \frac{1}{2} B_0 M \tan^2 \phi')$$

を考へ、 $B_0 M = r_0$  とし、 $GM = r_0 - a \equiv -\alpha < 0$  とする。但し  $\phi$  の代りに  $\phi'$  と置く。従て

$$\begin{aligned} \overline{GZ} &= \sin \phi' \left\{ -\alpha + \frac{r_0}{\sin \phi} \left( \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta'^5}{4} + \dots \right) \right\} \\ &\cong \frac{3r_0 + \alpha}{6} \phi'^3 - \alpha \phi'. \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> A. Kriloff, "A general Theory of the Oscillations of a Ship on Waves," *TINA*, 40 (1898), 135-196.

<sup>2)</sup> G. Vedeler, "Notes on the Rolling of Ships," *TINA*, 67 (1925), 166-178.

<sup>3)</sup> 渡邊恵弘, "負の GM を有する船の横動搖の理論的解析," 造船協會會報, 43 (1928), 9-74.

<sup>4)</sup> A. Scribanti, "On the Heeling and Rolling of Ships of Small Initial Stability," *TINA*, 46 (1904), 98-110.

今この  $\overline{GZ}$  を (18) の場合に於ける有效傾斜  $(\phi - \phi_1)$  に相當する  $\overline{GZ}$ , 即ち  $m(\phi - \phi_1)$  の代りに置けば

$$I \frac{d^2 \phi'}{dt^2} + Mg \left[ (\alpha + 3r_0) \frac{\phi'^3}{6} - \alpha \phi' \right] = 0. \quad (30)$$

この式に於て

$$\frac{Mg(\alpha + 3r_0)}{6I} = m, \quad \frac{Mg\alpha}{I} = n$$

と置き且つ  $\phi_1 = \theta \sin \omega t$  と書けば、式 (30) は次の如くなる:

$$\frac{d^2 \phi'}{dt^2} + m \phi'^3 - n \phi' = \theta \omega^2 \sin \omega t. \quad (31)$$

之は pseudo-harmonic oscillation の式であり、その自由動搖の週期が一定でない爲に共振が起り得ないものであるし、又、一般の強制動搖でも自由動搖が伴はないものである。上式を解く爲

$$\phi' = A \sin \omega t + B$$

の如き第一近似解を作れば、 $B=0$  のときは稱對動搖となり、 $B>0$  のときには不對稱動搖となるものである。然る後、その各の場合に對して更に successive に近似解を作ればそれ等が問題の解となるのである。計算の結果によれば波の波長と高さとの比、波の週期によつて種々の力學的安定の特性を有する動搖が成立する。而して (31) の  $m, n$  の値に關聯してその動搖性の領域が變更する事は勿論である。又、この  $m, n$  は船の大きさと GM の値によつて定まるものである。GM が負の値を有するときには實在波即ち波長/波高=20~40 及び週期 5 秒~10 秒位のもの危険なる領域に來ないのに、正の GM を有する場合には實在波が危険なる領域に來ることも可能なことがわかるのである。これは中型以下の船に於て斯る機會の多いことを示すものである。

渡邊博士はこの外、風力の影響のある場合を深く究めたが、矢張り負の GM のときの方が安定であることを確めた。

## 128. 減衰抵抗が波濤中の動搖に與へる影響

前節の説明では水に何等の減衰的抵抗がなく、船體の動搖が船の形、メタセンタ

一高波濤の形などによつて支配されるやうな基本的場合を考へたのである。而して減衰力のない波濤中の動搖では強制動搖による影響と自由動搖の爲の影響とが組合つてをることをも知つたのである。然るに減衰抵抗が働くときはこの中の自由動搖を非常によく打消す性質があり、又共振現象にしても振幅が小さくなるといふやうな現象としてはかなり異なる結果を與へるものであるから、この減衰作用に就て多少の注意をしておくことは大切な事柄と考へられる。この問題を早く考へたのは W. Froude<sup>1)</sup> であり、抵抗と勢力の考を用ひて動搖の限度を示したのである。彼<sup>2)</sup> は續いて前々節に述べたやうな抵抗のある場合の強制動搖問題を圖式に解決することを企てた。而してその方法は White<sup>3)</sup> によつて帆船の場合に就き風の抵抗をも入れて完全に應用されたのである。實際上からは多少の缺點があるけれども、全部數理的に取扱ひ、以てその物理的性質を定めることもできるものである。斯る問題は實驗的に研究する方が寧ろ有效であり、且つ實船や模型實驗上に於て信用のできる結果も數多く出されてゐるのであるが、こゝではその一般觀念を得る爲に Robb の書物<sup>4)</sup> にある大體の數理を示しておくことにした。

今、船體の動搖抵抗が空間に於ける角速度のみに比例すると考へるときには、その運動方程式は前節の如き表し方によつて

$$I \frac{d^2\phi}{dt^2} + Mgm(\phi - \phi_1) + k_1 g \frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (32)$$

となる。\$k\_1\$ は抵抗の比例常數である。今自由動搖の週期を \$T = 2\pi\sqrt{I/Mgm}\$ と書き、又 \$a = \frac{k\_1\pi^2}{MmT}\$ と置く。\$\phi\_1\$ なる波の有効傾斜は \$\phi\_1 = \psi \sin \frac{2\pi t}{T\_1}\$ で表されるとする。然るときは運動方程式は

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{4\pi^2}{T^2} \left( \phi - \psi \sin \frac{2\pi t}{T_1} \right) + \frac{4a}{T} \frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (32')$$

<sup>1)</sup> W. Froude, "On the Practical Limits of the Rolling of a Ship in a Seaway," *TINA*, 6 (1865), 175-186.

<sup>2)</sup> W. Froude, "On the Graphic Integration of the Equation of a Ship's Rolling Motion, including the Effect of Resistance," *TINA*, 16 (1875), 57-72.

<sup>3)</sup> W. H. White, "On the Rolling of Sailing Ships," *TINA*, 22 (1881), 187-219.

<sup>4)</sup> A. M. Robb, *Studies in Naval Architecture, Strength-Rolling* (London, 1937).

となる。この式の一般解は

$$\phi = \frac{\psi \sin\left(\frac{2\pi t}{T_1} - \alpha\right)}{\sqrt{\left(1 - \frac{T^2}{T_1^2}\right) + \frac{4a^2 T^2}{\pi^2 T_1^2}}} + \beta e^{-\frac{2a}{T}t} \sin\left(\sqrt{1 - \frac{a^2}{\pi^2} \frac{2\pi t}{T}} + \gamma\right) \quad (33)$$

となる。茲に

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{\frac{4a}{T} \frac{2\pi}{T_1}}{\frac{4\pi^2}{T^2} - \frac{4\pi^2}{T_1^2}} = \tan^{-1} \frac{\frac{2a}{T} \frac{T}{T_1}}{1 - \frac{T^2}{T_1^2}} \quad (34)$$

であり、\$\beta, \gamma\$ は初期條件から定むべき常數である。

上の \$\phi\$ の式の右邊の第一項は強制力の爲の項であり、第二項は自由動搖の爲の項である。この式を見ればわかるやうに、規則正しい波濤があるときには自由動搖の項は時間と共に減衰して無くなるものである。又 (33) の右邊の第一項からわかるやうに、\$T = T\_1\$ の如き同期性のあるときでも振幅は無限に大とはならず、有限値を取るものである。それのみでなく減衰の項がその分母中にある爲に極大振幅の動搖週期も減衰作用のないときとは多少異つてゐる。この違ひは實際の場合には極めて僅かであるが、振幅の餘り大きくないことは普通の事實である。

次に波濤の傾斜と船體動搖の傾斜との間の位相差も減衰力によつて著しく變化することは (33) によつて明かである。即ち (33) に於て自由動搖の項を除いて考へれば、

$$\frac{2\pi t}{T_1} - \alpha = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \frac{7\pi}{2}, \dots$$

のときに極大振幅(正、負の)を取るから \$t = \frac{T\_1}{4} + \frac{T\_1}{2\pi} \alpha, \frac{3T\_1}{4} + \frac{T\_1}{2\pi} \alpha, \dots\$ のときに正負交互の極大振幅が起るといふことが言はれる。しかしながら \$T\$ が \$T\_1\$ に比較して極端に小なるときにはこの減衰力が位相變化に與へる影響は殆どない。即ち (34) によつて \$T \ll T\_1\$ のときには \$a\$ が或る値を持つてゐても \$\alpha = 0\$ となり、同時に (33) の右邊の第一項の分母も \$a = 0\$ のときと大して差異がないことになり、前に述べた所の不減衰強制動搖に於ける自由動搖を除いたものと同じ形になるものである。次に \$T\$

が  $T_1$  に非常に近い場合には (34) によつて  $\alpha \approx \frac{\pi}{2}$  となり、船の極大傾斜の位相が波溝のそれに比して四分の一週期だけ遅れることがわかるのである。こゝに注意したいことは、以前に減衰力のない場合に初期条件を入れて計算した共振問題の結果とこの減衰力があるときの定常共振動搖の位相とを直ちに比較するのは無意味と思はれることである。

減衰抵抗のない場合に初期振幅及びその角速度が零といふ事から出發せる動搖は、互に等しい振幅を有する強制動搖と自由動搖との結合せるものであつて、振幅が次第に増大して行つて兩方の振幅の位相が合致したときが最も大なる振幅を與へるものであり、そのときの振幅は強制又は自由動搖の何れかの振幅の二倍となる。之を R. E. Froude<sup>1)</sup> は標準振幅 (criterion amplitude) と名づけた。然しながら減衰抵抗のある場合を考へると振幅が一番大となつた所が必しも二つの型の動搖の位相が合致した所とは限らず、この位相よりも少し前の時間に於て振幅が一番大(上述の criterion amplitude より小なる振幅)となつてもよいときがある譯である。この意味から criterion amplitude を定義するには、振幅が初めて極大になる所とせず、同じ符號の位相が初めて合致せるときの振幅を指すといつた方がよいかも知れない。R. E. Froude も亦その論文に於てこれをことわつてゐる。尙、減衰があるときは R. E. Froude も出してゐるやうに結局は強制動搖の振幅になつてしまふものである。

海に起る波は上に述べたやうに規則的なものではなく、非常に不規則なものであり、又、R. E. Froude も強調してゐるやうに長週期の週期を有する船の外はその自由動搖とはかく減衰性によつて打消され、結局船體と同じ週期を有する波を選んで共振をなすにきまつてゐる。それ故、船體の共振を避けるなどといふことは無理な注文かも知れない。勿論、渡邊博士<sup>2)</sup> の結論の如く、船體の GM を極めて小さく又は負の値にして、實在波がその考へてゐるやうな週期的關係に來ない場合は別問題である。しかし實際問題はそれ程までにしなくとも動搖の抵抗なるものが充分に

1) R. E. Froude, "The non-uniform Rolling of Ships," *TINA*, 37 (1896), 293-325.

2) 渡邊憲弘, "負の GM を有する船の横動搖の理論的解析," 造船協會會報, 43 (1928), 9-74.

あつて、如何に共振の状態に來ても振幅は或る程度以上には出ないものである。それで起り得る最も大なる傾斜を有する波を考へ、それに相當せる共振の船の傾がわかつてをれば、それが船の實際的顛覆状態に來ない限りは船が安全であるといふことができる。このやうなことは末廣博士の實驗其他からもわかつてゐる。即ち船體の航洋性は上述のやうに減衰性其他の考から定めても充分であると考へられる。この事關しての委しい説明は Biles<sup>1)</sup> や Holt<sup>2)</sup> の論文に出てゐる。尤もその考方などに到つては昔から W. Froude<sup>3)</sup> 其他によつて既に明かにされてはゐるのである。終りに渡邊博士<sup>4)</sup> が最近不規則波上に於ける限界動搖角の問題を數理的に研究したことを附加しておく。

### 129. 船體の縦搖と上下動

船體には横搖のほか種々の動搖のあることは既に述べた。その中でも縦搖 (pitching) は常に起るものであつて、その角振幅は横搖程大きくはないけれども前後の長さが長い爲にその線振幅は必しも小さくない。その固有動搖の方程式は横搖のときと大體同じであつて、

$$I' \frac{d^2\theta}{dt^2} + Mgm'\theta = 0 \quad (35)$$

を以て表される。茲に  $I'$  は船體のその重心を通過する横軸の周圍の質量慣性モーメント、 $M$  は船體の質量、 $m'$  は船體の縦方向の場合のメタセンター高又は近似的にその浮力の中心から縦の場合のメタセンター迄の高さ、 $\theta$  は縦搖角である。 $k'$  をこの場合の質量の慣性半径とすると、縦搖の週期は

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{k'^2}{gm}} \quad (36)$$

となる。この週期は横搖の週期よりも短いのが普通である。實際の縦搖では (35) に波の強制力の項と減衰力の部分とが附加される。而して問題の性質上、減衰力の

1) J. H. Biles, "Stability of Large Ships," *TINA*, 64 (1923), 325-340.

2) C. Frodsham Holt, "Stability and Seaworthiness," *TINA*, 67 (1925), 307-330.

3) W. Froude, "On the Practical Limits of the Rolling of a Ship in a Seaway," *TINA*, 6 (1865), 175-186.

4) 渡邊憲弘, "不規則波の上に於ける限界動搖角に就いて," 造船協會會報, 50 (1932).

影響が非常に大であるから、その動搖は波の週期のみ支配されることになる。この影響は船が進行中その前面から波濤が來るときに著しく、その場合の動搖週期は殊に小さくなり得るものである。而して線振幅が大である爲に乗員に與へる影響や、加速度による船體の應力はかなり重要な事項と考へられる。

次に船體は上下の方向にも著しく動搖し得るものである。その週期は次式：

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + \rho g A x = 0 \quad (37)$$

から

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{\rho g A}} \quad (38)$$

として算出することができる。こゝに  $M$  は船體の質量、 $A$  は船體の水線面 (water plane) の面積、 $x$  は船體がその平衡位置から上又は下へ動いた距離を示す。これによつて水線面の面積が比較的に大なる程、週期が小であることがわかる。この上下動を dipping and heaving といひ、波濤中の動搖の一因子として意味があるのであつて、單獨に取扱ふことはそれ程意味がない。波濤中での上下動は Payne<sup>1)</sup> の模型實驗や Vedeler<sup>2)</sup> の総合的理論研究中にも現はれてゐるが、其等の結果は餘り充分とはいへぬやうである。

### 130. 船體動搖に關する水槽其他の模型實驗

船體動搖に關する數理的な研究や特殊の實船についての動搖試驗は非常に以前から行はれてゐたけれども、それを模型實驗によつて數理的に及ばぬ所を究めたりすることはあまりやつてなかつたのである。實船の動搖實驗といつても、その結果は動搖の一般的性質を決定する事はできない。末廣博士はこの事に注目して大正六七年頃東京帝國大學内に船舶動搖に關する模型實驗の水槽を作り、當時の新進理學者であつた石本博士の助力によつて實驗的研究を創めたのである。其後石本氏が代つて佐藤理學士が助けて研究をつゞけ、後更に成毛理學士がその協同の仕事で

<sup>1)</sup> M. P. Payne, "Results of Some Rolling Experiments on Ship Models," *TINA*, 66 (1924), 45-69.

<sup>2)</sup> G. Vedeler, "Notes on the Rolling of Ships," *TINA*, 67 (1925), 166-178.

引繼いだ。之等の研究は種々の面白い結果を出し、大正十二三年を以て一段落を告げたかの如き觀があつた。水槽は途中で實驗室移轉の爲に一度改造されたけれども、大體の寸法は長さ 9.1 米、幅約 3 米、使用水深 0.82 米であり、波濤は水槽の一端に水槽の全幅に涉つて木製の羽打 (flap) があつて、之を動かすには電動機を以てする。而して flap と電動機との間は正齒車 (spur wheels), クランク、連桿を以てつなぎ、クランクの長さを加減して行程 (stroke) が思ふまゝに加減できる。波濤が水槽の他端で反射して定常波の出來るのを防ぐ爲に、水槽のその端に傾斜板其他の装置があり、進行し來つた波濤を吸収するやうになつてゐる。其他模型船の取付方や動搖測定法等の委しい説明はその報告<sup>1)</sup> に出してゐる。この試験水槽中に起された波濤は大體前進波 (progressive wave) になつてをり、orbit は楕圓形であつた。末廣博士等は水槽の效用をしらべる爲に安定水槽 (anti-rolling tank) が船體動搖に及ぼす影響、自由動搖や強制動搖の様、bilge keel の作用等をしらべた。bilge keel の効果のある事はこの水槽試験でも明かになつたが、anti-rolling tank に就ては船體及び tank の状態の極めて特別の場合の外は効果がないことなども明瞭となつた。

末廣博士<sup>2)</sup> は引續いて波濤中で横搖及び縦搖をなす船體に yawing が自然に誘起されるといふ結果を水槽試験と數理的理論から導き出し、次に佐藤理學士と協同して静水中及び波濤中に於ける船の重心點の運動の特別な性質や横搖の一般方程式に重要な修正の要あることを發見した。<sup>3)</sup> この研究から更に發展して波濤中に於ける横動搖の爲に船舶の横漂流が誘起せられることが見出されたのは間もないことである。<sup>4)</sup> 尙末廣博士は船舶動搖に於ける質量の慣性モーメントの計算に於て水の質量をも考慮に入れるべき事を實驗的に見出した。<sup>5)</sup> 之等の研究結果は何れも

<sup>1)</sup> 末廣恭二、石本巳四郎、"船舶動搖に關する一二の實驗," 造船協會會報, 24 (1919), 133-141.

<sup>2)</sup> 末廣恭二、石本巳四郎、"Experiment on the Rolling of Ships. First Report," 東大工學部紀要, 10 (1919), 37-51.

<sup>3)</sup> 末廣恭二、"Yawing of Ships caused by Oscillation amongst Waves," 造船協會會報, 26 (1920), 23-33; *TINA*, 62 (1920), 93-101.

<sup>4)</sup> 末廣恭二、佐藤兌、"船舶動搖に關する研究 (第三回報告)," 造船協會會報, 29 (1921), 75-83.

<sup>5)</sup> 末廣恭二、佐藤兌、成毛實、"波濤中に於ける横動搖の爲めに誘起せられる船舶の横漂流," 造船協會會報, 31 (1922), 145-154.

<sup>6)</sup> 末廣恭二、"船舶動搖に對する見掛けの慣性力率に就て," 造船協會會報, 34 (1924), 14-18.

試験水槽應用の結果として得られたものが多く、できることならばこゝで説明したいのであるが、何れも船體動搖の本質に関する所が多く、従て後に項を分けて船體動搖の性質の説明として述べることにする。

船體動搖の水槽實驗は末廣博士の研究とは大分遅れて Haslar に於て Payne<sup>1)</sup> が行つた。而して Royal Sovereign, Royal Oak, Revenge 等の模型實驗を試み、結果として bilge keel の有無の爲に自由動搖や強制動搖の共振が如何に變化するかといふことや、船の進行中の動搖問題、波濤の週期が船體の上下動の固有週期に近づいたときにその上下動の振幅が著しく大となることなどを與へてゐる。しかしその研究は末廣博士よりも大分遅れてをり、又同博士のもの程鮮かでない。

船體動搖の模型實驗を行ふには少くとも水槽を用ひる必要がある。しかるに以前にはそのやうな點に考へ及ばなかつた爲か、單なる振子的模型を空中で振らせる實驗が行はれた。安定水槽の模型實驗には殊にそのやうな方法が採用され、近來でも未だ用ひられてゐる傾きがある。之等は末廣博士が指摘せる如く殆ど無意味なものであるといつてもよい位であるが、歴史的に有名なるものを一二擧げて見ようと思ふ。

その一つは Russo の Navipendulum<sup>2)</sup> であつて、伊太利海軍の Captain Russo の發明にかゝるものである。振子の支點が水平な臺の上に支へられ、その支點は船體の metacentric evolute の involute の形をなすから、振子の振動に伴つて支點がこの involute 上の次々の點となる譯である。又、振子の重心は質量の位置を調整して船體の重心と相似の位置に置かれてゐるから、船體の固有動搖の状態を作ることが出来る譯である。動搖の抵抗については、振子の或る適當な場所の近所が弾性を有する帯に接觸してゐる爲に、振子の動搖に伴つて接觸の押し方が異なつて、之が恰も動搖の抵抗の如くなるのである。次に船體の強制動搖を得るには振子を支へる水平な臺それ自身を適當な装置によつて trochoid 波の subsurface の動き面と平行にな

<sup>1)</sup> M. P. Payne, "Results of Some Rolling Experiments on Ship Models," *TINA*, 66 (1924), 45-69.

<sup>2)</sup> Captain G. Russo, "An Experimental Method of Ascertaining the Rolling of Ships on Waves," *TINA*, 42 (1900), 30-52.

るやうに動かすのである。この委しい説明は Biles<sup>3)</sup> の教科書にも載せられてゐる。

又、講義室用のものとしては Glasgow 大學の rolling machine がある。之は船の断面を有する模型の作り、その模型の支へられる面として、船の浮心 (centre of buoyancy) が船體の靜水中に描く軌跡と同じ曲線の面をつくり、これが水平の臺の上に載せられてゐるものである。即ち、この動搖が船體の固有動搖を表す。これに慣性を變化するための質量を附加する場所や動搖角を測る針などがついてゐる。強制動搖を見るには前述の水平の臺にリボンを附して臺共に動搖せしめるのである。船體の内部には水を入れることができ、以て抵抗や安定水槽の影響を見るのである。この装置は 1891 年 J. H. Biles が考へ出したものであつて、その充分な應用は Cannon<sup>4)</sup> が船體内部にある自由な水の影響を研究したことにある。最近には H. J. R. Biles<sup>5)</sup> がこの装置をもつと完全にして安定水槽の性質の研究に用ひた。その装置はかなり精密であり、その結果も非常に委しく出してはあつたけれども、模型の考が根本的に餘り感心できない。従てその結果も直ちに信用する譯には行かないのである。

### 131. 相似船型の動搖試験及び動搖に對する見掛けの慣性力率

固體が流體中で振動的運動をなすときにその質量の慣性モーメントが流體の附加質量によつて變化することは昔からわかつてゐる事柄である。しかし之を船體の動搖の場合にあてはめて委しく研究したのは末廣博士<sup>1)</sup> が最初であり、且つそれ以後も餘り行はれないやうに思ふ。末廣博士はその水槽に於て力學的に相似の關係にある模型試験を行ひ、その一つの結果として船體の動搖に對する見掛けの慣性モーメントが如何に變化するか、又如何なる法則に従ふかを確かめられたのである。

同博士は先づ第一にこの問題が相似則に従ふかどうかを調べる爲に二種類の模型、即ち角形と船形のものについて各、大小二つの相似の型を作り動搖試験を行

<sup>1)</sup> J. H. Biles, *The Design and Construction of Ships*, 2 (London, 1911), 394.

<sup>2)</sup> A. Cannon, "Experimental Determination of the Effect of Internal Loose Water upon the Rolling of a Ship amongst a Regular Series of Waves," *TINA*, 55 (1913), 76-90.

<sup>3)</sup> H. J. R. Biles, "Model Experiments with Anti-rolling Tanks," *TINA*, 67 (1925), 179-188.

<sup>4)</sup> 末廣恭二, "船舶動搖に對する見掛けの慣性力率に就て," 造船協會會報, 34 (1924), 14-18.

つた。これはその相似的關係が判然しなければ實船の問題に何等役立たぬからである。この實驗は動搖試験であるからその形状を相似にするのみでなく、重心の位置及び重心を通る縦軸に對する慣性力率をも相似にするやうな工夫が行はれた。下表は各模型の重要寸法其他であつて、上述の相似の點が如何によく保たれてゐるかを知ることができる。

船 形 船 型		
	大 型	小 型
長さ	220 糎	110 糎
幅	32 糎	16 糎
深さ	18 糎	9 糎
吃水	9.3 糎	4.67 糎
重さ (D)	46.4 匁	5.75 匁 $(\frac{46.4}{2^3} = 5.8)$
排水量係數	0.71	0.705
GM (h)	2.03 糎	1.02 糎
龍骨上の G の高さ	11.5 糎	5.8 糎
動搖全週期 (T)	1.36 秒	0.99 秒 $(\frac{1.36}{\sqrt{2}} = .96)$
實際の慣性モーメント (G を通る縦軸の周圍の)	3636 匁 <sup>2</sup>	118.9 匁 <sup>2</sup> $(\frac{3636}{2^3} = 113.5)$
見掛けの慣性モーメント (I)	4330 匁 <sup>2</sup>	1435 匁 <sup>2</sup> $(\frac{4330}{2^3} = 135.3)$
同上的増加	19.1 %	21.4 %

角 形 船 型		
	大 型	小 型
長さ	200 糎	100 糎
幅	30 糎	15 糎
深さ	15 糎	7.5 糎
吃水	9.6 糎	4.8 糎
重さ (D)	58 匁	7.26 匁 $(\frac{58}{2^3} = 7.25)$
GM (h)	1.86 糎	0.93 糎
龍骨上の G の高さ	10.84 糎	5.33 糎
動搖全週期 (T)	1.40 秒	1.00 秒 $(\frac{1.40}{\sqrt{2}} = .99)$
實際の慣性モーメント (G の周圍の)	2760 匁 <sup>2</sup>	87.0 匁 <sup>2</sup> $(\frac{2760}{2^3} = 86.3)$
見掛けの慣性力率 (I)	5250 匁 <sup>2</sup>	168.0 匁 <sup>2</sup> $(\frac{5250}{2^3} = 164)$
同上的増加	90.2 %	92.4 %

このやうに必要な種々の事項 (慣性モーメントの項は態と抜いておいて) を相似に置くことは船體の周圍の流體の幾何學的及び流線的状態を全く相似のものに導くことになる筈である。之は流體に關聯せる相似則の必然的結果である。然るに末廣博士の實驗結果によつて流體の状態の一つの現れともいふべき見掛けの慣性モーメントが船の各、の型に對して殆ど一定の値を取るといふことが出てゐるのは極めて面白い事實と言はねばならぬ。而してこの事によつて末廣博士が調整された相似の状態は船體の動搖の抵抗等の問題が複雑であるに拘らず、極めて正確に近いことが知られ、従つてこゝに示された見掛けの慣性モーメントの値が實船にまで擴張し得ることはもとより、斯る状態のもとにある其他の諸研究結果も普遍的に充分信用し、且つ應用し得ることを示すものである。

尙、上に示された實驗上の注意をして見ると、實際の慣性モーメントは船體を針金で縦に吊して振り振動を測定する方法を用ひ、又、見掛けの慣性モーメントは船體横搖の實驗を行ひ、その公式

$$I = \frac{T^2}{4\pi^2} Dgh \tag{39}$$

によつて算出すればよいことである。この T は勿論動搖試験に於ける週期である。この週期 T が水の抵抗の爲にそれ程變化するものでないことは一般の減衰振動の場合と同じである。實驗の減衰率をあてはめて見ると週期に大して影響せぬこともわかる。

さて、見掛けの慣性モーメントは前述の實驗の結果船型によつて著しく變化することがわかる。即ち、肥えた船型では慣性モーメントが増大する傾向がある。尙、重心點の位置や船の動搖週期自身によつて見掛けの慣性モーメントが如何に變化するかを調べて見ると、その週期と共に慣性モーメント増加の比率が減少することがわかる。前掲の如く相似にあるものの理論としては週期に無關係の筈であるけれども、實驗では少しづつ變ることが知られるのである。又、重心點の位置の變化は大して影響のないことがわかつた。

要するに太形 (full form) の船型は動搖抵抗を増加するのみでなく、その動搖週期をも増大して動搖問題に好結果を與へることが知られるのである。

## 132. 波濤中に於ける横搖の爲に誘起される船舶の横漂流

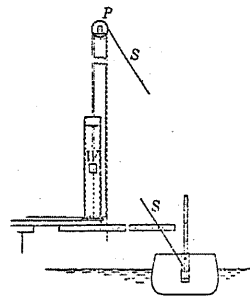
末廣博士<sup>1)</sup>は佐藤理學士と共に波濤によつて強制される船體動搖に関する水槽模型の實驗中、船體の横動搖に伴つて横漂流をなすことを發見し、種々定量的研究を行ひ、後に成毛理學士と共にそれを完成されたのである。

一體船舶に限らず浮游物が波の進行する方向に漂流することは、よく知られてゐるけれども、その尤もらしい説明としては風の作用と考へる位のものであつた。勿論、波濤を Stokes waves と考へてもよいけれども、Stokes の波のやうに流れを有する波濤を期待することは多くの場合に餘り穩當でない。末廣博士はその水槽實驗に於て明かに Stokes 波や風の影響からのがれた状態にあるにも拘らず、船體の漂流のあることを確めたのである。

實驗装置は船の模型の重心點を通る縦軸の兩端に結んである細絲を眞上の滑車を経て他端に錘をかけるのである。波濤の中で船が動搖をなすと波の進む方向への漂流力を生じ船からの絲が傾斜して重錘と適當に釣合つた所まで變化する。しかしこの漂流力は 1 サイクル中に消長する爲にこの力の平均値を取るのである。

この漂流力は横搖の角に關係し、且つこの角が大なれば大なる程大きい。換言すれば波の週期と船體の固有動搖週期との比に關係するものである。

又この横漂流が水それ自身に横の流れがあるのではないかを確める爲に水より稍重い液體を水中に落して見てそれが下降する間に横に流れるかどうかをしらべた。液體の流れは極めて僅かであつて、例へば 1 秒の週期と 4 厘の高さを有する波の場合に、横流れは波の進む方向に約 2 耗であつた。しかし底の方で



第 91 圖

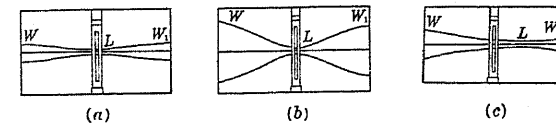
1) 末廣恭二, 佐藤兌, 成毛實, “波濤中に於ける横動搖の爲めに誘起せられる船舶の横漂流,” 造船協會會報, 31 (1922), 145-154.

2) 末廣恭二, 佐藤兌, 成毛實, “On the Drift of Ships caused by the Rolling among Waves, and ...,” 東大工學部紀要, 10 (1923), 255-269.

3) 末廣恭二, “On the Drift of Ships caused by Rolling among Waves,” *TIN*, 66 (1924), 60-76

は逆の方向にそれ位の流れがあつた。故に水の流れの爲でないことは明かである。即ち船體の横漂流は横搖する船と波との相互關係であるに違ひない。

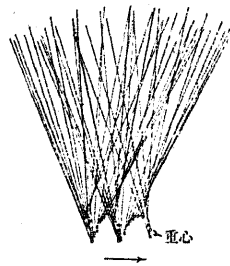
横漂流の實際の原因を見る爲に先づ模型を或る位置に固定し、之に波濤を與へる。而して波の粒子 (particle) の運動を色のある液を流して寫眞を取つて見ると、波の來る方の側では粒子の運動は單に上下の定常運動であり、進んで行く方の側ではこの定常運動の型と進行波とが重つてゐることがわかる。次に模型を自由にして同様の寫眞を取る。この場合には波の粒子の運動は全然趣きをかへる。而して (i) 波の週期 (1.32 秒) が船の週期 (1.24 秒) より大なるとき、(ii) 波の週期 (1.23 秒) が船のそれと略同期性なるとき、(iii) 波の週期 (1.03 秒) が船のそれよりも短いときの三通りの試験を行つて見ると、(i) の場合には船が波の一部として運動する爲に波の運動が船の存在によつて餘り壞されないこと、然るに (ii) や (iii) の場合には動搖の位相關係から波の運動が壞され、殊に (ii) の如き同期性のときには著しく擾亂されることがわかつた。これ等を委しくしらべて考へて見ると、固定された船の場合の波の運動と動搖のときの波の運動とは別のものであることがわかる。動搖の場合に水中に黒インキを流し且つ船の端に紙を張つて、船體の動搖の極大振幅の所で波面が作る汚線をうつして見ると、上述の (i), (ii), (iii) の場合に相當して夫々下圖 (a), (b), (c) の如くなる：



第 92 圖

上圖に於て W は波の來る方向であつて、W<sub>1</sub> は波下の方向である。即ち波の週期が船の週期よりも長いときには波面が全く對稱であり、從て漂流のないことも了解できる。然るに他の場合には左右不對稱であつて、恰も波下の方の一點を軸として動搖せるが如く見えるのである。從て漂流力の生ずることも推察できる。この場合船が動搖する爲に附近の水の運動状態が變化して横の力が出るものと了解してよいと思ふ。

尙船の重心點の運動を知る爲に次圖の如く模型船に樞(mast)をつけて、それを間歇的に寫眞を取り、各位置の一定の延長上に重心點を作りその軌跡を出して見ると、この場合の如く週期の同時性があつて漂流のあるときにはその週期的の漂流と船の上下運動の爲に cycloid の如き形をなすことがわかる。

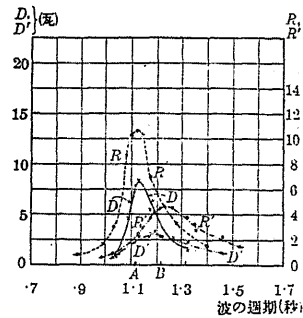


第 93 圖 (船の週期=1.14秒、波の週期=1.14秒)

さて漂流力がどれ位になるかを知る爲に、末廣博士が前に述べたやうな方法で測定された模型船の一つを取り、その寸法その他を記して見ると下の如くなる：

船 形	軍 艦
重要寸法	135 糎 × 23.5 糎 × 14.5 糎 (長さ 4.43 呎)
吃 水	8.1 糎
排水重量	15.7 疋
GM	1.40 糎
動搖全週期	(1.124 秒 (bilge keel なし) 1.213 秒 (幅 1 糎の bilge keel を有す))

右圖に於て  $D$  は bilge keel が無いときの横漂力、 $D'$  は bilge keel があるときの横漂力、 $R$  は bilge keel が無いときの動搖角と波の極大傾斜との比、 $R'$  は bilge keel があるときのそれである。實驗によれば bilge keel のないとき、即ち動搖角の大なるときの方が bilge keel のあるとき、即ち動搖角の小なるときよりも漂流力が大きく出る。又週期について云へば同期性のときが最も甚しいことがわかつた。 bilge keel のないときの最大の漂流力は約 8.0 瓦 (0.0176 磅) となつてをり、このときに波長 188 糎、波高 2.8 糎であつた。この結果から比較法則が成立つとして實船の寸法を出



第 94 圖 ビルヂ・キールの無いときの船の週期 1.124 秒；ビルヂ・キールのあるときの船の週期 1.213 秒  
 $D, R$ : ビルヂ・キールの無いときの動搖角  
漂流力及び波の極大傾斜  
 $D', R'$ : .....ある.....

して見ると

長さ	310 呎
排水量	5290 噸
GM	3.21 呎
横搖全週期	9.41 秒
波長	432 呎
波高	6.43 呎

となり、漂流力は

$$0.0176 \text{ 磅} \times 70^2 = 6 \text{ 040 磅}$$

となる。乾舷高 15 呎の船に風が當つて丁度この壓力を生ずる爲には

$$P(\text{磅}) = 0.0023 A v^2,$$

但し  $A$  は平方呎、 $v$  は呎毎秒を用ひることにして  $v = 23.8 \text{ 呎毎秒} = 14 \text{ ノット}$  となる。

末廣博士の研究方法は以上の如く、どこ迄も實驗上の事實を基礎にして船體の漂流性を發見し且つその性質を確めたのであつたが、後に渡邊博士<sup>1)</sup>は Kriloff が行つた如く、trochoid 波の orbital motion を考慮に入れた所の船體動搖の式を作り、船の重心を水平に押す力を出して見ると、時間上週期的に働く力を除くとき、

$$\frac{\rho g A_w r_0 b^2}{2R^2} \phi_0 \left[ \frac{A_2}{3A_1} - \frac{1}{2} \left( \frac{h'}{b} \right)^2 \right] \sin \delta \quad (40)$$

の如くなることを示した。この式の出し方は極めて複雑であるから説明を省略するが、茲に  $\rho$  は水の密度、 $A_1, A_2$  は船の吃水面の形によつて定まる常數、 $h'$  は效果的吃水の深さ、 $b$  は船幅、 $A_w$  は吃水面の面積、 $r_0, R$  は夫々 trochoid 波の trochoid 及 cycloid の半径、 $\phi_0$  は船の最大傾斜、 $\delta$  は波の法線の傾斜に對する船の傾斜の phase lag とする。この式によつて傾斜の phase lag がありさへすれば横漂力があり、且つ  $\sin \delta$  は正號としてよいから、上式の括弧の中の關係によつて幅廣く淺い船は波の進む方向へ漂流力を受け、狭く深い船では波が來る方向への漂流力を受けること

<sup>1)</sup> 渡邊憲弘, “横動搖に於ける船の重心の運動と波の有効傾斜に就いて,” 造船協會會報, 49 (1932), 61-86.



がわかる。即ち波の週期の大きるときに漂流力がなく、小なるときにこの力を與へ、且つ共振のときに  $\sin \delta = 1$  として極大の漂流力を與へることは末廣博士の結果を殆ど説明し盡し、その上に船の形によつて向きの異なる漂流力を與へることまでも規定してゐるのである。而も末廣博士の如く波の粒子の擾亂を考へずに單に波の orbital motion のみで説明した所は面白いことといはねばならぬ。唯憾むらくは、末廣博士の研究では波が事實上擾亂されるのにこれでは餘計な條件となつて問題を混雜ならしめることと、波長が船に比して極く長いといふ事其他の近似法が採用され、その爲に特別な結果を生ずるのでないかといふ疑を持たせることが物足りない所である。計算ではどうしても船の大きさが波の波長に比較して非常に小さく、従て船は水中の質點の如く働き、波の擾亂などは入れられないのである。

133. 船體横搖中に於ける重心點の運動

船體が波溝の中で横搖する間に浮力と船體の有効重量 (virtual weight) は波の效果的傾斜面に垂直に働くこと、且つこの效果的傾斜面とは船の浮力の中心を通過する trochoid 波の subsurface としてよいといふ理論が Froude によつて定められた。この理論の結果によれば、若し横向きの抵抗が船に與へられず、波面に對して上下の動搖がなく、且つ静水中の横搖の考を擴張して行くときは、船體の重心點の運動が上述の subsurface の運動と同じことになる譯である。

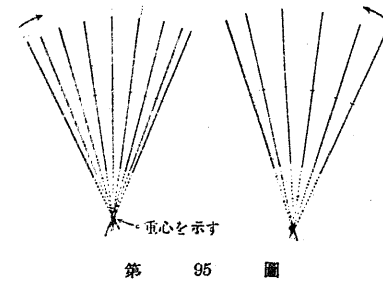
末廣博士<sup>1)2)</sup>はこの點に注意して佐藤理學士と共に周密なる實驗を創めたのである。何故かといふと斯る試驗は實船では試みる事ができず、模型によつて初めて可能なことであるからである。實驗の方法は漂流の問題と殆ど同じである。即ちこの試驗が寧ろ初めのものであり、この装置を漂流の問題に應用されたと云つた方がよいかも知れぬ。yawing の影響を取り去る爲に船の重心點の上に樞 (mast) を立て、この運動を間歇的に寫真に取つた。これから重心の運動が直ちに推定できることは漂流のときと同じである。先づ静水中の重心の運動を取つて見ると、重心

1) 末廣恭二、佐藤兌、"船舶動搖に関する研究 (第三回報告)," 造船協會會報, 29 (1921), 75-83.  
 2) 末廣恭二、佐藤兌、成毛實, "On the Drift of Ships caused by the Rolling among Waves, and the orbital Motion of the Centre of Gravity of Ships rolling ...," 東大工學部紀要, 10 (1923), 255-269.  
 3) 末廣恭二, "On the Drift of Ships caused by Rolling among Waves," *TINA*, 66 (1924), 60-76

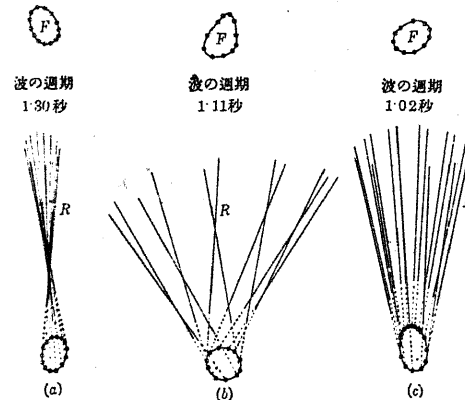
點は多少上下動は起すけれども水平の方向には動かぬことがわかつた。即ち左圖中の左の方は満載に近い状態であり、右の方は軽い状態のものである。

次に波溝中での重心點の動搖を見る爲に上述の樞の運動と水面に浮いてゐる浮子 (float) の運動とを同時に同じ plate の中へ間歇的に寫す實驗を行つた。但し

漂流の影響を避ける爲に、模型船の絲を離すと同時に寫真機のシャッターを開くやうにしてある。このやうにして (a) 波の週期が船のそれよりも長いとき、(b) 同期性 (synchronism) のとき、(c) 波の週期が船のそれよりも短いときについて夫々の重心點の軌跡及び波の粒子の軌跡を示せば左圖の樞の下にある輪形及び上部の輪形の如くなる。



第 95 圖



第 96 圖

角的動搖に對しては重心點が不動點と見做し得ることがわかつてゐるから、この重心點の orbital motion は船全體としての運動と見做すことができる。今、表面波の orbit の水平の幅と模型の orbit の幅とを比較して見ると下表の如くなる:

状態		週 期	模型と表面波の orbits の幅の比	效果的波面の水面からの距離
A	}	$T_w > T_s$	}	8.0 糎
B	}	$T_w > T_s$	}	6.6 糎

状 態		週 期	模型と表面波の orbits の幅の比	效果的波面の水面から の距離
A	$T_w \cong T_s$	$T_s = 1.12$	1.24	水面から上
B		$T_w = 1.11$		
	$T_w < T_s$	$T_s = 1.12$	1.04	水面上
B		$T_w = 1.16$		
A	$T_w < T_s$	$T_s = 1.12$	0.71	8.4 種
B		$T_w = 1.02$		
	$T_w < T_s$	$T_s = 1.12$	0.77	6.7 種
B		$T_w = 1.03$		

茲に A 状態とは船體の漂流の所で用いたのと同じ模型のもの、B 状態とは同じ模型ではあるが排水量 9.1 噸、吃水 5.2 種といふ軽い状態を示す。又、 $T_w$  は波の週期、 $T_s$  は夫々の状態に於ける船の模型の固有週期を示す。而して上表の最後の縦列は trochoid 波の公式から subsurface の半徑を算出する式を用ひて出したものである。但しこの場合に效果的波面とは重心の orbit と同じ運動をなす subsurface のことを名づけたのである。

模型の吃水は A 状態では 8.1 種であり、B 状態では 5.2 種であるから、非同期性 (non-synchronous) の動搖では效果的波面、換言すれば同値波面 (equivalent wave surface) は殆ど龍骨線にあり、又、同期性のときには殆ど水面の所にあることがわかる。この現象は横壓力の大きさに關係するものであつて、漂流力を起したのと同じ原因を持つものといふことができる。このやうに漂流を起したり、重心に特別な運動を與へることは船が波の中で横搖をなすときに生ずる横壓力がある爲であつて、之は波の中で動搖をなす船體の運動方程式に特別な修正を要求するものといはねばならぬ。

末廣博士は實驗結果に基礎を置いて上述の結論をつくられたのであつたが、後に渡邊博士<sup>1)</sup>は横漂流を解いた論文の中で、矢張り波の破壊を考へずに波の orbital motion から重心の運動を論じた。その結果船の重心の運動は長軸垂直なる楕圓

<sup>1)</sup> 渡邊憲弘, “横動搖に於ける船の重心の運動と波の有効傾斜に就いて,” 造船協會會報, 49 (1932), 61-36.

形であり、次式を以て示されることがわかつた:

$$\left. \begin{aligned} x_g &= -r_0 A \sin \omega t, \\ y_g - a &= r_0 \frac{B - \frac{h'}{R} A}{1 - \frac{h'}{R}} \cos \omega t, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

茲に  $x_g$  は重心の水平變位、 $y_g - a$  は上下變位、 $h$ ,  $R$ ,  $r_0$  は前節に述べたものであり、 $a$  は重心の水面からの深さ、 $\frac{2a}{\omega}$  は波の週期、又

$$\left. \begin{aligned} A &= e^{\frac{a}{2}} \left( 1 - \frac{h'}{2R} - \frac{b^2 A_2}{6R^2 A_1} \right), \quad B = 1 - \frac{b^2 A_2}{6R^2 A_1}, \\ A_1 &= 1 - \frac{1}{n+1}, \quad A_2 = 1 - \frac{3}{n+1} + \frac{3}{2n+1} - \frac{1}{3n+1} \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

の如くなる ( $n$  は前節に挙げたもの)。  $a$  が大なること即ち重心が下にある程運動が大きくなる。しかし、この場合にも波長其他についての吟味が必要である。

#### 134. 波濤中の動搖によつて誘起せられる船體の搖擺

波濤中にある小船が或る場合には波列に平行にならうとし、或る場合にはそれに直角にならうとすることは觀察力の強い船乗には既に知られてをつたかも知れないが、船の研究家の注意はあまり惹かなかつたのである。航洋船でも大波にあへば勿論同じことがあるに違ひない。それにも拘らず注意されなかつたのは大なる波には必ず暴風を伴ふことと、船體は流體中の前進の安定性から常に舵を取らねばならぬといふことがある爲に、それ等の中へ押込められてゐたのであると思ふ。

末廣博士<sup>1)</sup>は船體模型の水槽實驗に於て種々の週期の波を送る間に或る週期では船の向きを自然に變更するし、或る週期では別の傾向を取るといふことに気がつき、之は船が横搖や縦搖をするために搖擺 (yawing) が起るものであらうと想像してこの研究を完成されたのである。而して之は横搖と縦搖とから起るジャイロ的 (gyroscopic) 運動が yawing になつて現はれるものであるといふ考の上から別

<sup>1)</sup> 末廣恭二, “Yawing of Ships caused by Oscillation amongst Waves,” 造船協會會報, 26 (1920), 23-33; 東大工學部紀要, 10 (1920), 73-85; *TINA*, 62 (1920), 93-101.

に數學的研究を試み、之によつて實驗結果の本質を明かにされたのである。即ち或る場合には常に一方向のジャイロ的偶力が働いて船が波列に平行になつた所が安定の位置となり、別の場合

には同様にして波列に直角な所が安定の位置となり、又他の場合には半週期

の間は一方向の偶力が働

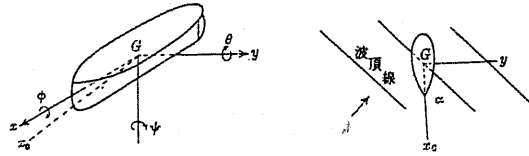
くの、残りの半週期では逆向きの偶力が働くといふやうな事がわかつたのである。

先づ、近似的に試みられた數學的研究の部分から説明する。上圖に於て重心Gを通過して船體に固定せる  $x, y, z$  軸を作り、且つ其等の周圍の船の回轉角を  $\phi, \theta, \psi$  と書く。  $x_0$  は船が靜止せる時の  $x$  軸とする。波濤は正弦波であつて極大傾斜を  $\Phi$  とし、波線は船の  $x_0$  軸と  $\alpha$  なる角をなす。尙計算の便宜の爲の一つの特別なる假定は、Gを通り  $yGz$  面内にある任意の線の周圍の船の慣性モーメントが一定であるといふことである。斯様にして  $x, y, z$  なる直角動座標に關しての船の回轉運動方程式は次の如くなる。勿論、波長は船の寸法よりも大きく、又横揺縦揺の爲の角速度によるジャイロ抵抗が考慮に入れてある。この場合に stabilizer の fly-wheel の如きジャイロ抵抗を考へるのでなく、普通のこまや loaded shaft のジャイロ作用と同様に考へればよいのである。

$$\left. \begin{aligned} I_x \frac{d^2\phi}{dt^2} - I \frac{d\theta}{dt} \frac{d\psi}{dt} + K \frac{d\phi}{dt} + Dgh\phi &= Dgh\Phi \cos\alpha \cos pt, \\ I \frac{d^2\theta}{dt^2} + I_x \frac{d\psi}{dt} \frac{d\phi}{dt} + K' \frac{d\theta}{dt} + Dgh'\theta &= Dgh'\Phi \sin\alpha \cos pt, \\ I \frac{d^2\psi}{dt^2} - I_x \frac{d\phi}{dt} \frac{d\theta}{dt} + K'' \frac{d\psi}{dt} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

茲に  $I_x$  は  $x$  軸の周圍の船の慣性モーメント、 $I$  は  $y$  又は  $z$  の周圍の船の慣性モーメント、 $h, h'$  は夫々横揺及び縦揺に對する GM の高さ、 $D$  は船の排水量、 $K, K', K''$  は減衰係數、 $2\pi/p$  は波の週期、 $g$  は重力の加速度である。

上式を解く爲に第一、第二式のジャイロ的抵抗は單にその方向の動搖の抵抗で



第 97 圖

あつて本問題の目的に大して影響がないので省略し、又第三式の減衰抵抗の項も yawing の本質に影響せぬ爲に除いて考へる。然るときは上式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\phi}{dt^2} + k \frac{d\phi}{dt} + \omega^2\phi &= A \cos pt, \\ \frac{d^2\theta}{dt^2} + k' \frac{d\theta}{dt} + \omega^2\theta &= B \cos pt, \\ \frac{d^2\psi}{dt^2} - n \frac{d\phi}{dt} \frac{d\theta}{dt} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} k = \frac{K}{I_x}, \quad k' = \frac{K'}{I}, \quad \omega^2 = \frac{Dgh}{I_x}, \quad \omega'^2 = \frac{Dgh'}{I}, \\ A = \omega^2 \Phi \cos\alpha, \quad B = \omega'^2 \Phi \sin\alpha, \quad n = \frac{I_x}{I}. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

(44) の第一式と第二式を解いて  $\phi, \theta$  の一般解を出し、それから  $\frac{d\phi}{dt}, \frac{d\theta}{dt}$  を作つて (44) の第三式に代入すると次の如くなる：

$$\left. \begin{aligned} \frac{2}{n} \frac{d^2\psi}{dt^2} &= aa'p^2 \cos(\beta' - \beta) - aa'p^2 \cos(2pt - \beta - \beta') \\ &\quad - a'b p \omega [\cos\{(\omega - p)t - \gamma + \beta'\} - \cos\{(\omega + p)t - \gamma - \beta'\}] \\ &\quad - a'b' p \omega [\cos\{(p - \omega')t - \beta + \gamma'\} - \cos\{(p + \omega')t - \beta - \gamma'\}] \\ &\quad + bb' \omega \omega' [\cos\{(\omega - \omega')t - \gamma + \gamma'\} - \cos\{(\omega + \omega')t - \gamma - \gamma'\}], \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

但し  $a, b, a', b', \beta, \gamma, \beta', \gamma'$  は上記  $\phi, \theta$  の解

$$\left. \begin{aligned} \phi &= a \cos(pt - \beta) - b \cos(\omega t - \gamma), \\ \theta &= a' \cos(pt - \beta') - b' \cos(\omega t - \gamma') \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

の夫々の係數

$$a = \frac{A}{\sqrt{(\omega^2 - p^2)^2 + k^2 p^2}}, \quad a' = \frac{B}{\sqrt{(\omega'^2 - p^2)^2 + k'^2 p^2}}, \quad \dots$$

及び位相角

$$\tan \beta = \frac{kp}{\omega^2 - p^2}, \quad \tan \gamma = \frac{p}{\omega} \tan \beta, \quad \tan \beta' = \frac{k'p}{\omega'^2 - p^2}, \quad \tan \gamma' = \frac{p}{\omega'} \tan \beta'$$

であつて、之等は強制動搖の振幅、週期、船の週期、初期条件などで定まるものである。

(46)を一般的に解く事は非常に煩雜であるから、之を特定の場合について解いてその一般性を確かめようといふのである。

i) 波の週期が船の縦揺の週期よりも短いときを考えると、この場合に  $p > \omega' > \omega$  (船の縦揺の週期は横揺の週期よりも常に小) であり、又  $k, k'$  は非常に小さいとしてもよい。従て (47) に於て  $\beta \cong \gamma \cong \pi, \beta' \cong \gamma' \cong \pi$  としてよく、 $\beta' - \beta$  は非常に小なる角と考へられる。それで (46) は近似的に次の如く書かれる：

$$\frac{2}{n} \frac{d^2 \psi}{dt^2} = aa' p^2 - aa' p^2 \cos 2pt - a' b p \omega \{ \cos(\omega - p)t - \cos(\omega + p)t \} - ab' p \omega' \{ \cos(p - \omega')t - \cos(p + \omega')t \} + bb' \omega \omega' \{ \cos(\omega - \omega')t - \cos(\omega + \omega')t \}. \quad (48)$$

この式の右邊はその第一項以外は繰返しの運動であつて問題には大切でない。即ち上式は  $a, a'$  の性質から

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} = C \sin \alpha \cos \alpha + \text{週期的函数} \quad (48')$$

である。C は正の符號を取るから、 $\alpha$  が正であれば船體は正の加速度を持ち、 $\alpha$  が負であれば負の加速度を持ち、結局  $\alpha = 0$  即ち船體が波線に平行になつた所で釣合の状態に落付くものである。

ii) 次に波の週期が船の縦揺の週期に等しくなつたとき、即ち  $p = \omega' > \omega$  のときには前の場合と同様な理由で  $\beta \cong \gamma \cong \pi, \beta' \cong \gamma' \cong \frac{\pi}{2}$  となり、従て  $\beta' - \beta \cong -\frac{\pi}{2}$  になる。それで (46) の第一項は殆ど零に近づき、結局

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} = \text{週期的函数}. \quad (49)$$

即ちこの場合には一定の方向に向くことがない。

iii) 波の週期が船の縦揺と横揺の各週期の間に來るときには  $\omega' > p > \omega$  であり、前のやうにして  $\beta \cong \gamma \cong \pi, \beta' \cong \gamma' \cong 0$  となる。それで式 (46) は結局

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} = -C \sin \alpha \cos \alpha + \text{週期的函数} \quad (50)$$

となり、船は波線に垂直の位置を取つたときに釣合状態に入るものである。

iv) 波の週期が船の横揺の週期と一致するときには  $\omega' > p = \omega$  であり、 $\beta \cong \gamma \cong \frac{\pi}{2}, \beta' \cong \gamma' \cong 0$  となつて ii) の場合と同じ角加速度の状態になり、一定の静止の位置がない。

v) 波の週期が船の横揺の週期よりも長いときには  $\omega' > \omega > p$  であり、この場合には  $\beta \cong \gamma \cong 0, \beta' \cong \gamma' \cong 0$  となつて、(46) は

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} = C \sin \alpha \cos \alpha + \text{週期的函数} \quad (51)$$

となり、i) のときと同じく船は波線に平行の位置を取るものである。

末廣博士は上述の事柄を別に實驗的に委しく調べる爲に、縦揺週期 0.76 秒、横揺週期 1.17 秒の船の模型を作り、之に對して波の週期を 0.65 秒、0.75 秒、0.95 秒、1.17 秒、1.23 秒のものを與へて動搖實驗を行ひ、活動寫眞装置を用ひて觀測した所が、數理の結果と殆ど一致する現象の存在することを確かめたのである。

實船に於て yawing のモーメントがどれ位になるかを前述の (46) を用ひて出して見ると、波の週期を 12.5 秒、横揺週期 12 秒、縦揺週期 6 秒、排水量 5000 噸、横揺の GM=2 呎、 $k=0.02, k'=0.07$ 、波の極大傾斜 6 度、 $\alpha=45$  度として

$$I \frac{d^2 \psi}{dt^2} = 356 \text{ 噸呎}$$

になる。それは船の速度 12 ノットで舵角 4 度位の場合に當ることがわかる。

尙、小船と大船とが接近するときの小船の yawing 運動は、大船から出る波によつて本節の説明にあるやうな影響を受け得ることも注意すべきである。

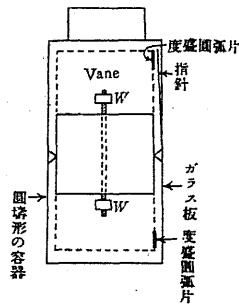
### 135. 實船の動搖を測定する方法

實船の動搖性を確かめるにはどうしても器械を用ひて數量的に明かにしなければならぬ。然るに船の動搖週期は一般に極めて長いといへるから、その測定には種種の方法が應用できる。たゞ船の上で測る爲に空間の固定の位置が正しくわかるやうなものであればよい。振動測定器械の章の所にも別の器械が出るけれども、茲には歴史的に動搖測定にのみ用ひ慣らされた二三の器械を掲げることとする。

振子を用ひる方法 之はよく應用されるけれども、船の動搖週期が極めて長いときの外は信用ができない。

**Batten or Horizontal Apparatus** この器械は水平の棒の中央の一點が度盛を有する半圓の中心に於て支持されてゐる。船が動搖するとき一人の人が水平の棒の一端からのぞいてこの棒の他端と水の水平線とが一直線になるやうに調整して行くときに、他の一人の人が水平棒が圓弧上の度盛のどの邊まで傾くかを讀めばよいのである。この方法を尙改良したものは、甲板に固定せる slit を通して水平線をのぞき、この視線上に且つ甲板上に適當な目盛の柱があつてこの目盛を讀めば傾斜がわかるやうにしたものである。これと稍似た方法であるが、佐藤技師<sup>1)</sup>が水平線の活動寫眞を取る方法を考案した。それによると一層確實な記録が得られる譯である。

**Mallock's Rolling Indicator<sup>2)</sup>** 下圖の如く横から見ると圓形をなす圓錐形容器の正面にガラス板を張り、容器の中に凍らない液を充し、その中央部に軽い圓錐形の函がある。この函の上下に vane を突き出し、その vane は容器の上下端から1吋以上離れてゐる。上記の函は前と後にピボットがあり、前面のピボットは120°の間隔を有する三本の螺絲 (threads) で支へられ、その一本は垂直に上の方を向いてをつて指針 (index) の役に立つ。又軽い圓形弧に度盛したものが圖の如く vane に附着してをり、動搖が讀み得るのである。W なる重錘は適當に上下に動かす。このやうにすると、振子の週期が空中で4秒位のもので液中では40秒位になる。振子組織の重さや大きさを適當に加減してピボットには殆ど reaction を生じないやうにしてある。



第 98 圖

<sup>1)</sup> 佐藤兌, "A New Method of Recording the Rolling and Pitching of Ships," 水産講習所論文報告, 21 (1923), 60-66.

<sup>2)</sup> A. Mallock, "An Instrument for Measuring the Rolling of Ships," *TINA*, 43 (1901), 34-41.

**Froude's Apparatus<sup>1)</sup>** 非常に長い週期(34~35秒)と非常に短い週期(0.2秒)の二つの振子から成立つてゐる。長週期の方は30呎位の直徑と200磅の重さを有する車輪の軸の各側が各別の軸を有する二つの圓弧の上に載せられ(結局四つの圓弧上に載る)船の動搖に従て初めに擧げた大なる車輪が角變位をなす。之を適當に記録するのである。短週期の方は直徑2½吋、長さ20吋位の眞鍮管の中に鉛をつめてその軸を水平の位置に置き、この圓壙の上縁を knife edge で支へるのである。

**轉輪儀を用ふる方法** 以上の外に gyrostatic の器械がある。重い回轉車が鉛直軸の周圍に回轉し、これが縦及び横の軸を有する一組の水平自在環 (gimbal rings) で支へられてゐる。回轉が高ければ車の軸は上下の固定された方向を向く筈である。第一の ring につけたペンは横搖を記録し、第二の ring に附したものは縦搖を記録する。この装置は靜水中での動搖は割合に正確に記録するが、波濤中での實驗は多少の注意を要する。

尙、動搖を記録する新しい方法は種々あり得るけれどもこゝでは單に歴史的に有名なもののみを擧げ、他は一般振動計の所で述べるつもりである。

### 136. 船體の動搖を軽減せしめる種々の方法 彎曲部龍骨 (Bilge Keel)

船體の動搖を軽減せしめる方法については昔から種々の方法が考案された。その中で極めて簡單であつて而も古くから現在迄用ひられてゐるのは bilge keel である。又、十九世紀の終りには船體内に水槽を設けて動搖を少くする工夫即ち Watts の anti-rolling tank が考へられ、大して成功はしなかつたがそれでも多くの人の興味を惹いた。又、今世紀の初めからはジャイロ安定器が船に應用されるやうになり、最近益々用ひられる傾向がある。その外、元良博士の補助翼式の安定器が案出されるなど、動搖軽減問題はかなり進歩の域に達しつつあるものである。之等を次の二三節に分けて説明するが、便宜上こゝに bilge keel のことを簡單に擧げておかうと思ふ。

<sup>1)</sup> W. Froude, "Description of an Instrument for Automatically Recording the Rolling of Ships," *TINA*, 14 (1873), 179-190.

bilge keel に關聯する動搖の分析は前に横搖の減衰問題の所で委しく述べてあるし、又 bilge keel のある船の實驗結果もそこで委しく述べておいたから、こゝでは如何に有效なものであるかを注意するにとどめる。

bilge keel がある爲に種々の意味に於ける抵抗の著しく増加することは、bilge keel を有する船の動搖試験に於て減衰の係數  $a, b$  が非常に大なることで了解されると思ふ。しかし尙見逃し得ないことは固有横搖の週期が増加することである。その意味に於て近來の幅の広い bilge keel は昔の實驗の結果に比して一層著しい成績を擧げてゐる。週期が長くなることは動搖の加速度が減ることであるから動搖軽減の一つの目的にそうてゐるものといはなければならぬ。

bilge keel は現在でこそ當り前の事になつてゐるけれども、昔 W. Froude 其他の人が行つた實驗は其後多くの船の設計上重要な参考となつた。W. Froude が水槽で行つた模型實驗即ち Sultan, Inconstant, Devastation, 同じく W. Froude が行つた實船の動搖試験即ち bilge keel のある快速船や bilge keel のない Perseus の試験等は船の大きさは小さいけれども後にやはり参考となつた。しかしもつと大なる船に就ては bilge keel は餘り有效ではないであらうといふ考が優勢であつたが、Resolution や Repulse の實船試験が行はれて、その結果あらゆる大きさの船に bilge keel をつけても有効であるといふことになつた。それから大船の場合の研究をもつとよくやることになつて、R. E. Froude の Revenge の實船試験が行はれた譯である。之等は何れも歴史的に有名なものであるから要點を述べておいた次第である。

bilge keel が動搖週期を長くすることは末廣博士<sup>1)</sup>の動搖に對する慣性質量の考をあてはめて見れば明かにわかる事柄である。

bilge keel の效果に關する研究は上記のもの外に White<sup>2)</sup>の報告、Abell<sup>3)</sup>が

1) 末廣恭二, “船舶動搖に對する見掛けの慣性力率に就て,” 造船協會會報, 34 (1924), 14-18.

2) W. White, “Notes on Further Experience with First-class Battleships,” *TINA*, 86 (1895), 127-159.

3) T. B. Abell, “Experiments to Determine the Resistance of Bilge Keels to Rolling,” *TINA*, 58 (1916), 80-94.

Teddington の水槽で行つた模型實驗、末廣博士<sup>1)</sup>の研究、Bryan<sup>2)</sup>の數學的計算など數多くあるけれども、一部分は減衰動搖の所で述べてあり、こゝでは委しい説明を省略しておく。

### 137. 安定水槽による動搖軽減の考案

1883年に減搖水槽の考を出した Philip Watts<sup>3)</sup>は更に1884年に軍艦 Inflexible 號に於て水槽が動搖に及ぼす影響について多くの實驗を試み、その結果を1885年に報告した<sup>4)</sup>。水槽は函型をなして船の左右にわたつてをり、その幅を67呎、51呎、43呎等に變更し、水の深さも種々のものに變へた。而してその各の場合に就て動搖の減衰のしかたが觀測された。これが所謂 Watts の安定水槽(anti-rolling tank)即ち減搖水槽の實際に應用された起原ともいふべきものであつて、その結果として水深を適當に深くすると水槽の固有動搖週期が船のそれと等しくなり、動搖の減衰にはよい効果があり、かなり小なる動搖角でも抵抗が働く。或る角までは抵抗が急激に増加してそこからは抵抗が殆ど一定になる。然るにこの水深とは違ふ水深では小さな動搖角で抵抗がきかなかつた。以上の事が記載されてゐるけれどもその信用の程度はよくわからない。

Watts の方法と方針によく似てゐるけれども、別の機械的方法を考案したのに J. I. Thornicroft のものがある。之は殆ど採用されさうもなかつたものであるから説明を割愛する。

さて減搖水槽については其後大分改良され、現在知られてゐるものは次圖に示すやうな三種である。(I)はFrahm<sup>5)</sup>によつて考案されたものであり、(II), (III)はFoersterによつて改良されたものである。Frahm のものは當時 Ypirange や Cov-

1) 末廣恭二, 石本巳四雄, “船舶動搖に關する一二の實驗,” 造船協會會報, 24 (1919), 133-141.

2) G. H. Bryan, “The Action of Bilge Keels,” *TINA*, 42 (1900), 198-238.

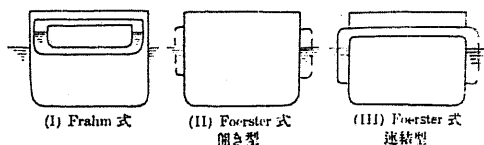
3) P. Watts, “On a Method of Reducing the Rolling of Ships at Sea,” *TINA*, 24 (1883), 165-190.

4) P. Watts, “The Use of Water Chambers for reducing the Rolling of Ships at Sea,” *TINA*, 26 (1885), 30-49.

5) H. Frahm, “Results of Trials of the Anti-Rolling Tanks at Sea,” *TINA*, 53 (1911), Part 1, 183-216.

covado 等 14000 噸級の數隻に取付けられ、又 Foerster 式は獨逸の數萬噸のものや伊太利の船などに備へられた。

しかして之等の安定水槽の理論としては Frahm 式に對しては Woollard<sup>1)</sup>、末廣博士<sup>2)</sup> 其他のものがあり、Robb<sup>3)</sup> の教科書にも出でゐる。然るに Foerster



第 99 圖

式に對してはこれまで断片的の理論や設計式が種々與へてあるだけであつたが、後に渡邊博士<sup>4)</sup>が極めて完全なる理論的説明を與へ、併せて Frahm 式のもの理論にまで言ひ及ぼした。

Frahm 式のものにつき渡邊博士が與へた理論を略記して見る。先づ水槽の固有振動週期を考へる爲に、その水槽の一部分の長さ  $dl$  を取つてその切口の面積を  $A$ 、水の密度を  $\rho$ 、流れの速度を  $u$  とすれば、この部分の運動勢力は  $\frac{\rho}{2} A dl u^2$  となる。而して水槽の断面は一様でなく鉛直の部分の速度は  $dh/dt$  であり、その面積は  $A'$  であるから  $Au = A' \frac{dh}{dt}$  といふ關係がある。故に全體の水の各運動勢力は  $\frac{1}{2} \rho A_0 \left( \frac{dh}{dt} \right)^2 \int_0^l \frac{dl}{A}$  となる。又、水の持つポテンシャル勢力は  $\rho g A' h^2$  である。之等を Lagrange の式に入れると次の如くなる：

$$\frac{d^2h}{dt^2} + \frac{2gh}{\int_0^l \frac{A'}{A} dl} = 0. \quad (52)$$

之から水の動搖週期を出すと  $T = 2\pi \sqrt{\left( \frac{\int_0^l \frac{A'}{A} dl}{2g} \right)}$  となる。平方根の中の積

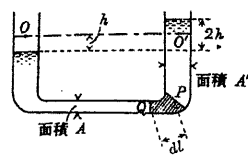
1) L. Woollard, "The Effect of Water-Chambers on the Rolling of Ships," *TINA*, 55 (1913), Part 2, 91-117.

2) 末廣恭二, "On rolling of ships and the damping action of improved Watts's anti-rolling tank," 造船協會會報, 13 (1914), 205-227.

3) A. M. Robb, *Studies in Naval Architecture, Strength-Rolling* (London, 1927).

4) 渡邊惠弘, "減搖水槽の設計に就て," 造船協會會報, 46 (1931), 125-153.

分式は水槽の形によつて定まる。若し  $A=A'$  であり、水のある部分  $l$  の全長を  $L$  とすれば  $T=2\pi\sqrt{\frac{L}{2g}}$  となる。即ち  $T$  は  $L$  にのみ關係してをり、 $T=10$  秒になる爲



第 100 圖

には  $L=150$  呎もなければならぬ。それで  $A'$  を  $A$  に比して大きくすることは全長を短くしておいて  $T$  を大にする工夫に他ならないのである。上述の結果は Woollard がやつたやうに、勢力式を用ひずに水の運動方程式から直接に出すこともできる。

全く同様にして船が静水や波濤中で動搖するときの水槽の中の水の運動換言すれば船と水槽の水との自由及び強制の聯成運動の式をも容易に作る事ができ、且つそれを解くことも可能な譯である。しかしその手續が複雑なだけであつて、それから出て來るものは聯成運動の場合の船(水槽の水を含む)の動搖週期やその動搖の減衰の割合である。動搖週期が聯成動搖に於て變化することは既定のことであるが、何れにしても船の動搖週期が多少長くなるのは動搖問題として利益のあることに違ひない。しかし週期が却て短くなる副動搖を伴ふことも豫期しなければならぬ。動搖の減衰については水槽の中の水と船との間に初めから摩擦作用が必要であつて、これが船と水槽との聯成振動に於て或る條件の下では聯成でない場合よりも餘計に減衰作用を及ぼすに過ぎないのである。Woollard の數學的研究によれば、水槽の水の動搖週期が船の固有動搖週期の 70% 位のときに自由動搖減衰の効果が著しいこと、同じ固有動搖週期のもとに水槽の水の週期が波の週期よりも稍短いとき即ち共振の如き場合に動搖がよく減衰すること、又水槽は船の中でできるだけ高くしその水平の部分も船の重心か又はそれ以上高くすればよいといふことである。しかし Woollard の計算でもよくわかるやうに波濤の長さが短いものでは減衰があるどころか、却て悪影響を及ぼすことになる。Schuler<sup>1)</sup> の實驗及び數理的研究によると、波の週期、船の週期、水槽の週期が何れも同じ位のときに共振的動搖を伴ひ、水槽の週期が船及び波(船と波とは共振)の各、の二倍位のときには振幅に共振の

1) M. Schuler, "Resonanzerscheinungen beim Schlingertank," *Verh. 2-int. Kongr. f. tech. Mech.* (Zürich, 1926), 219-224.

傾向のないことを発表した。また、J. H. Biles<sup>1)</sup> が Glasgow の動搖模型によつて實驗した結果によつても短く且つ傾斜の急な波では動搖の減衰がよくないといふことである。しかし同氏の實驗では他の場合には概して好結果をもたらした。要するに水槽の水と波とは共振に近く水槽の週期は船の週期よりも短い場合に限つて水槽はその働を發揮するのであつて、Woollard の結果や渡邊博士の計算によるとかかる場合の減衰角の大きさは減衰水槽のないときの二倍乃至三倍にもなることがある。この外、減衰摩擦を考慮に入れた研究は最近 Hahnkamm<sup>2)</sup> も數學的の方法で取扱つてゐるやうな有様であるが、しかし海に起る波は非常に複雑であり、水槽の自由動搖週期の大ききときは勿論のこと、一般の場合でもこの減衰作用は必しも簡單なる數理で決定されたやうにうまく行くかどうかは疑問の餘地がある。末廣博士はその數理的研究<sup>3)</sup>の後種々の實驗<sup>4)</sup>を行はれた結果、その價値に就て大分疑念を持つてをられたやうであり、水槽の週期が船の週期より大なる場合は明かに有害なることを指摘されてゐる。何れにしても聯成運動によつて振動減衰の効果をあげるといふことは、力學上はともかくとして、不思議といへば不思議なことに違ひない。

Foerster 式の二種のものの委しい理論は前記渡邊博士<sup>5)</sup>の論文によつて了解ができることと思ふ。渡邊博士は結論として Foerster の方が Frahm のものにして動搖の減衰性はよいけれども、本質として水槽の大きさが前者の方に於て著しく大でなくてはならぬことや、其他實用上の缺點の存在を指摘し、尙、Foerster の中でも聯結型の方が開き型よりも優れてゐることを附加してゐる。

### 138. 轉輪安定機 (ジャイロ安定機, Gyrostabilizer)

Gyroscope を用ひて船の動搖を少くすることを初めて考へたのは Schlick<sup>6)</sup> で

1) H. J. R. Biles, "Model Experiments with Anti-rolling Tanks," *TINA*, 67 (1925), 179-188.

2) E. Hahnkamm, "Untersuchungen über das reibungs- und trägheitsgekoppelte Schwingungssystem von Schiff und Schlingertank," *Ing. Arch.*, 3 (1932), 251-276.

3) 末廣恭二, 前掲.

4) 末廣恭二, 石本巳四雄, "船舶動搖に關する一二の實驗," 造船協會會報, 24 (1919), 133-141.

5) 渡邊惠弘, "減衰水槽の設計に就て," 造船協會會報, 46 (1931), 125-153.

6) O. Schlick, "The Gyroscopic Effect of Fly-Wheels on Board Ship," *TINA*, 46 (1904), 117-

あつてその最初の報告に於て簡單な考方と理論とを出してゐる。よい成績を初めて得たのは 1906 年獨逸の水雷艇 Seebar に取付けた實驗であり、<sup>1)</sup> 續いて Silvana, Lochiel 等の船に取付けられた。しかし其後はあまり採用されなかつた。然るに 1910 年には Sperry が Schlick のジャイロを改良し、靜水中でなく勝手な荒天の場合にも自由に應用できる形とし、これを Sperry は active type のジャイロとし Schlick のものを passive type のジャイロと名づけた。Schlick のものは船の動搖に従て高速度で回轉せる車を支へてゐる枠が船の前後の方向に振れ、之が船の動搖に抵抗を與へ、且つその動搖週期を長くするものである。従て passive type と名づけ得るのである。靜水中でこれを用ひると、ジャイロのないときに 10° の動搖角から  $\frac{1}{2}$ ° までに減衰するのに 20 回乃至 30 回の揺れを要したものが二三回の揺れで達し得たといふことである。しかしながら、この型は passive type の名の如く波濤中ではあまり効果がなく、場合によつては悪影響のあることさへある。Sperry の active type を用ひると、之には control のジャイロがある爲に、少しの動搖角に對しても鋭敏に感じて、自身の裝置に依て主要ジャイロを動かしてやるから、その効果は非常によい筈である。この Sperry 型のジャイロの説明には渡邊襄技師<sup>2)</sup> や Jackson<sup>3)</sup> の委しい論文がある。しかしこゝにも簡單なる説明だけは試みておきたいと思ふ。

先づ Schlick の型を考へるに、ジャイロの枠が轉輪儀 (gyroscope) の回轉軸を垂直にして振子のやうにぶら下り、船の左右の方向にわたつてゐる水平軸の周圍に傾斜し得るものとする。このやうにして横搖に對して抵抗モーメントを與へるものである。即ち鉛直軸の周圍に回轉せるものが船の縦搖に相當する軸の周圍に precession をなして横搖の抵抗を與へるのである。轉輪儀の回轉速度を  $\omega$ 、この回轉體の鉛直軸の周圍の質量慣性モーメントを  $J$ 、ジャイロ枠の precession 角を

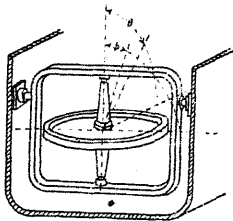
1) W. White, "Experiment with Dr. Schlick's Gyroscopic Apparatus for Steadying Ships," *TINA*, 49 (1907), 157-180.

2) 渡邊襄, "On Gyrostabilizer for Ships," 造船協會會報, 24 (1919), 142-160.

3) P. R. Jackson, "The Stabilisation of Ships by means of Gyroscopes," *TINA*, 72 (1920), 83-92.



$\theta$ , 船の質量を  $M$ , 横揺のメタセンター高を  $m$ , ジャイロ枠全体の質量を  $G$ , その水平の支軸の周囲の質量慣性モーメントを  $i$ , ジャイロ枠全体の質量中心からその水平支軸までの高さを  $r$ , ジャイロ枠の precession に対する抵抗モーメントを  $k d\theta/dt$  とする。つぎに船の横揺角を  $\phi$  とする。しかるときは Schlick の passive 型の安定機を有する船の静水中に於ける横揺の運動方程式及びジャイロ枠が precession をなす運動方程式は次の如く書かれる:



第 101 圖

$$\left. \begin{aligned} I \frac{d^2\phi}{dt^2} - J\omega \frac{d\theta}{dt} + Mgm\phi &= 0, \\ i \frac{d^2\theta}{dt^2} + J\omega \frac{d\phi}{dt} + k \frac{d\theta}{dt} + Ggr\theta &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

この兩式から  $\theta$  を消去すれば

$$\frac{d^4\phi}{dt^4} + \frac{k}{i} \frac{d^3\phi}{dt^3} + \left( \frac{Mgm}{I} + \frac{Ggr}{i} + \frac{J^2\omega^2}{Ii} \right) \frac{d^2\phi}{dt^2} + k \frac{Mgm}{Ii} \frac{d\phi}{dt} + \frac{Ggr Mgm}{i I} \phi = 0. \quad (54)$$

實際問題に於て  $k$  は非常に大切なものであるけれども船の固有動揺を解く目的の爲に  $k=0$  と假定すると上式の第二第四項が消える。従てその解は次の如くなる:

$$\phi = A_1 \sin(q_1 t + \alpha_1) + A_2 \sin(q_2 t + \alpha_2), \quad (55)$$

茲に

$$\frac{2q_1^2}{2q_2^2} = \left( \frac{Mgm}{I} + \frac{Ggr}{i} + \frac{J^2\omega^2}{Ii} \right) \mp \sqrt{\left( \frac{Mgm}{I} + \frac{Ggr}{i} + \frac{J^2\omega^2}{Ii} \right)^2 - \frac{4Ggr Mgm}{i I}} \quad (56)$$

である。即ち  $\phi$  は二つの調和動揺から成立つてをり、その週期は

$$T_1 = \frac{2\pi}{q_1}, \quad T_2 = \frac{2\pi}{q_2} \quad (57)$$

を以て與へられる。ジャイロ回轉作用の影響の大なるときには (56) の平方根の中の第二項は第一項に比して幾らでも小さくすることができる。それで (56) の平方根を展開して第二項まで取るときは、 $T_1, T_2$  が次の如くなる:

$$\left. \begin{aligned} T_1 &\cong 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgm} + \frac{i}{Ggr} + \frac{J^2\omega^2}{Ggr Mgm}}, \\ T_2 &\cong 2\pi \sqrt{\frac{1}{\frac{Mgm}{I} + \frac{Ggr}{i} + \frac{J^2\omega^2}{Ii}}}. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

ジャイロがない場合の船の動揺週期は  $T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgm}}$  であるから、 $T_1$  及  $T_2$  は夫々  $T$  よりも大及び小となる。 $T_1$  に相當する動揺を主動揺といひ、 $T_2$  に相當するものを副動揺といふ。ジャイロがある爲に一つの動揺は週期が長くなるけれども、別に週期の小なる動揺が伴つて起ることを意味する。

次に Schlick のジャイロがあるときに船の固有動揺に及ぼす抵抗を考へると、それには船の固有動揺のモーメントとジャイロが precession をなす爲の抵抗モーメントが互に打消すやうになつてをれば、その目的を果す譯である。それには船の固有動揺週期とジャイロの回轉子が廻らぬときのジャイロ枠の振子の週期とが一致することと、ジャイロが回轉する場合の precession 其他のものが適當の大きになつてをればよい。この初めのものは位相が相打消す爲であり、後のものはモーメントの大きさであつて  $K = 2J\omega \sqrt{\frac{i}{I}}$  に比例するものである。 $J\omega$  のことをジャイロの strength と名づける。

Schlick 式ジャイロの strength を設計するには大體次の如き公式が用ひられる。船の動揺が調和函数として  $\phi = \phi_0 \sin \sqrt{\frac{Mgm}{I}} t$  となる。茲に  $\phi_0$  は横揺振幅である。故に極大動揺速度は  $\phi_0 \sqrt{\frac{Mgm}{I}}$  となる。この動揺速度を打消す爲に  $J\omega$  なる strength のジャイロを用ひその振れ角を  $-\theta_0$  から  $\theta_0$  迄とすれば、momentum の釣合から

$$\phi_0 \sqrt{\frac{Mgm}{I}} I = \int_{-\theta_0}^{\theta_0} J\omega \cos \theta d\theta$$

が成立し、之から

$$J\omega = \phi_0 \sqrt{\frac{Mgm I}{2 \sin \theta_0}}$$

が得られる。又  $n$  を實驗恒数として  $\phi_0' = n\phi_0$  の如き  $\phi_0'$  を  $\phi_0$  の代りに用ひれば、

$$J\omega = n\phi_0 \sqrt{\frac{MgmI}{2\sin\theta_0}} \quad (59)$$

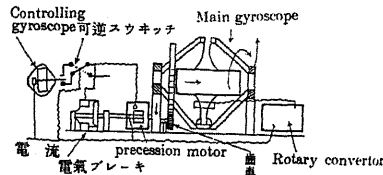
となる。  $\theta_0=45^\circ$  位とすれば適當であるし、  $n$  は Schlick によれば  $0.28$  位である。又  $\phi_0=27\frac{1}{2}^\circ$  に取ると

$$J\omega = 0.00958\sqrt{MgmI} \quad \text{或は} \quad J\omega = 0.0153 TMgm$$

となる。  $T$  は秒、  $M$  は噸、  $m$  は米で取る。設計例を掲げて見ると次の如くである：

船 名	Seebar	Lochiel	Silvana
長さ、幅、吃水(米)	35.6×38.1×1.14	41.6×6.7×2.75	62.5×9.0×27.1
排水量(噸)	57	360	850
GM(米)	0.5	0.275	0.401
$T$ (秒)	4.14	9.0	8.0
ジャイロ直径(米)	1.00	1.20	1.60
ジャイロ重量(磅)	500	3000	5100
毎分の回轉數	1600	1800	1800
角速度	167.55	188.6	188.6
$J$ (磅米 <sup>2</sup> )	10.69	158.5	176.5
$J\omega$	1785	11000	33300
precession(角)	$45^\circ$	$75^\circ$	$75^\circ$

次に Sperry の gyroscope は一般の原則としては大して變りがないが、次の點が改良されてゐる。即ち、船體動搖の方向を感知させる爲に controlling gyroscope の仕掛のある事、これと聯結して機械的及び電氣的の装置があり、precession motor によつてジャイロが precession をなすこと、又この precession は調速機 (governor) 及び brake によつて加減されることなどである。右圖によつて大體の模様が知られると思ふ。



第 102 圖

controlling gyroscope はその軸を船の左右舷の方へ向けてあり、鉛直軸の周圍に少しの precession をなすことができる。軸の一端は二つの電氣接觸點の間に

あり、船の動搖によつて precession をなしたとき一方の電氣回路に接觸をなし、precession motor を一方の方向に回轉させる。同様にして他の向きにも回轉させる。controlling gyroscope の一端には電氣接觸の點のみでなく、ばねがあつて precession が或る程度から弱くなるとき後へ引歸す役目をなす。brake は電氣及び機械的に働き、船の横搖が一定以下であるとか、precession motor の速度が一定以上になつたときに brake がその役目をなす。この brake は governor 其他によつて加減する。斯の如くして主要ジャイロが常に加減できるのである。委しいことは渡邊襄氏の論文其他にある。Sperry の gyroscope は斯の如く自ら active に働くので、Schlick のものの様に場合によつて却て悪影響を與へるやうなことは容易に避けることができる。

Sperry の gyroscope を設計するには大體次の如くすればよい。船が横搖する場合その横搖の極大角は漸次増大するものであるが、一つの動搖週期の間に  $a_1$  なる振幅が  $a_3$  になつたとすれば、その間に角速度の極大が二度あり、從てこの各、に於ける船の角運動量同志の差引は  $\frac{a_3 - a_1}{2} \frac{2\pi}{T} I$  となる。然るにジャイロの強さを  $J\omega$  とし、precession の角を  $\theta$  とすれば、この間に船に與へる角運動量は  $\int_0^t J\omega \frac{d\theta}{dt} \cos\theta dt$  即ち  $2 \int_0^{\theta_0} J\omega \cos\theta d\theta$  となる。從て、船の角運動量の増加をこの角運動量に等しいと置けば次の式が成立する：

$$a_3 - a_1 = \frac{2J\omega \sin\theta_0 T}{\pi I}$$

然るに  $T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgm}}$  であるから、これを用ひて

$$J\omega = \frac{a_3 - a_1}{2} \frac{MgmT}{4\pi \sin\theta_0} \quad (60)$$

となる。今、 $\frac{a_3 - a_1}{2} = 3.5^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$  に取れば

$$J\omega = 0.0056 TMgm.$$

$T$  は秒、  $M$  は噸、  $m$  は米である。ジャイロを二つ用ひればこれを 2 で割ればよい。ジャイロの直径の計算は省略する。これを用ひた設計例を示すと下の如くなる：

排水量(噸)	40 000	10 000	5 000	430	165
GM(米)	1.7	0.8	0.8	0.6	0.85
T(秒)	14	13	12	8	5
所要角運動量(米 <sup>2</sup> 噸)	4×13 200	2×2 900	2×1 325	—	374
ジャイロの数	4	2	2	1	1
ジャイロの直径(米)	4.2	2.98	2.30	1.04	0.92
各ジャイロの重量(噸)	65	23	13	1.3	0.90
全重量(噸)	260	46	26	1.3	0.9
毎分の回轉數	605	855	1 100	2 600	2 700
stabilizing pressure(噸)	90	32	26	—	3.3

こゝに stabilizing pressure とはジャイロ杵の各々、に働く reaction である。例へば、ジャイロのモーメントは  $J\omega \frac{d\psi}{dt}$  であるから、ジャイロ杵の軸承間の距離を  $l$  とすれば上述の pressure は  $J\omega \frac{d\psi}{dt} / l$  となる。

### 139. 元良式船舶動搖制止装置

この装置は元良博士<sup>1)</sup>が初めて案出したものであつて、船の動搖を制止するために船の兩舷水面下に潜水艦の横舵又は飛行機の補助翼の如き fin の一對若しくは數對を備へ、之を船内にある操舵機及び自働調整装置により、船の横搖に應じて適當に回轉せしめ、船の速力により舵面の受ける水の壓力を利用して横搖を防止しようとするものである。之等の舵の常態の位置は船が前進するときの水の stream line の方向になつてゐる。今、船が前進しつつ横搖を始めたと假定すると自働調整機の作用によつて操舵機が働き、舵面の方向が變化し飛行機の補助翼と同じ作用によつて横搖をとめるものである。元良博士は長崎造船所の試験水槽に於てこれの模型実験を行ひ、更に本物を實船に適用して非常によい成績を得たものである。飛行機の補助翼が復原性のない安定をよく保つものであるから、船の場合にも勿論よいに違ひない。

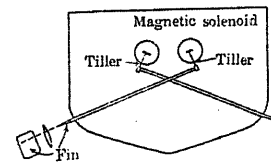
模型実験は下の三種であつて、bilge keel はついたり、つかなかつたりしておき、動搖防止装置の働くときと然らざるときとの効果を研究した。

1) 元良信太郎, "元良式船舶動搖制止装置に就て," 造船協會會報, 32 (1923), 75-84.

2) 元良信太郎, "元良式船舶動搖制止装置の試験成績," 造船協會會報, 36 (1925), 109-117.

船 體	高 速 客 船	戦 艦	輕 巡 洋 艦
長さ, 幅, 吃水	394'-6" × 52'-0" × 18'-6"	640' × 94' × 28'-6"	500' × 46'-6" × 15'-9"
排水量	6 200 噸	30 000 噸	5 500 噸
GM	2'-0"	5'	2'-8"
T	14 秒	17-34 秒	12-8 秒
bilge keel (長さ, 幅)	{ 158' / 3' } { 158' / 2' } { 158' / 1' }	{ 300' / 4' }	{ 200' / 2' }
fin (長さ, 幅)	{ 5.5' / 4.5' }	{ 11.43' / 8.75' } { 10.11' / 7.47' }	{ 4.77' / 19.48' } { 5.45' / 25.9' }

これらの模型試験に於て steering engine の代りに magnetic solenoid を用ひ、自働調整装置には小なる gyroscope を置き船の前進の前から廻しておく。動搖は前進中に於ける自由動搖と強制動搖とを與へて各々の場合の安定機の効果を研究した。強制動搖は波を横から與へるのが厄介なので船の中で鉛をつけた beam を動搖せしめて船に横搖を與へるものである。



第 103 圖

實驗の結果、この装置を施すときは静水中でも波濤中の場合でも極めて僅かの船の傾斜を起しかけると直ちに動搖を防止する事ができ、bilge keel の様にかなり大なる角まで動搖して初めてその作用を表すものとは非常な相違がある。bilge keel のない場合に比較することは殆ど問題にならない。尙、態と初めから大なる動搖角を與へておいても二三回の動搖で全く靜止直立の状態に來ることが判明した。この装置を用ひればジャイロ安定機のやうに大なる重量と高い經費を要することもなく、而もそれ以上の効果があるのである。

元良博士は以上の研究結果を實船に適用する爲に、大正十二年四月長崎造船所が對馬商船の注文によつて製作した 520 噸の睦丸(長 160', 幅 27', 速力 12 ノット)にこの装置を施し、屢々、試験をなしたが思ふやうな暴風がなく、同年十一月十七日の荒天中の試験に於て初めてその眞價を見出した。この實船に取付けた舵は長 3'-5", 幅 3'-2", 最大角 18°, 轉舵に要する時間約 1/2 秒であり、操舵機は堅型蒸氣操舵機とし齒

車に依て左右の舵を同時に動かすものである。又、操舵機の管制には一つの gyro-scope (rotor の直徑 10", 回轉數 5000) と一組の magnetic solenoid とを用ひ、gyro-scope の動き方はジャイロ安定機の場合と同じであるが、それによつて make and brake でき得る電流に magnetic solenoid の一方を勵磁せしめる。この結果弁子 (plunger) を引きつけ、操舵機關の弁を加減するのである。この爲の装置全體で 3.98 噸であつた。

この實物實驗の結果は成績極めてよく、装置をとめたときは動搖振幅平均 12°, 最大 27° のものが、装置を働かすときには平均 3°, 最大 15° 位で済むことがわかつた。

元良博士の考案の有効なることは上述の模型及び實物實驗で明かであるが、その働に對する數理的の研究も學問上あつて差支ない。淺羽助教授<sup>1)</sup> は元良博士の實驗結果を材料とし、この装置を有する船が靜水及び波濤中で減衰動搖をなす場合の數理を委しく研究し、以てその數理が各個の場合に共通によく適合することを確めたのである。

---

1) 淺羽隆太郎, “元良式船舶動搖制止裝置に關する一二の研究,” 造船協會會報, 42 (1928), 203-224