The Society of Naval Architects of Japan

自由落下式救命艇の落下運動の数値シミュレーションとその応用

(第2報)

正員 小 川 陽 弘* 正員 田 崎 亮**
正員 月 野 良久**

Numerical Simulation and its Application on the Falling Motion of Freefall Lifeboats

(2nd report)

by Akihiro Ogawa, *Member* Ryo Tasaki, *Member*
Yoshihisa Tsukino, *Member*

Summary

In the first report the authors presented a numerical simulation method on the falling motion of a freefall lifeboat with experimental verification and proposed, as its application, tentative criteria on geometries of the freefall lifesaving system for the safe entry into the water.

In the present report they develop further a numerical method to simulate the falling motion of a freefall lifeboat from a cradle on a ship oscillating in the veritical plane. The method is verified through an experiment where a wooden block slides off from a slope on a swinging frame. In the discussion of the results they deal with the interaction between motions of the wooden block and frame. They calculate, using the method, the effect of the ship motion on the entry attitudes of the boat.

The followings are concluded from the calculation:

(1) The present method is of practical use for predicting the falling motion of a freefall lifeboat from a cradle on an oscillating ship in waves.

(2) The angular motion of the cradle does not effect so much on the entry attitudes of the boat in the practical ranges of amplitude and period of pitching motion of the ship.

(3) The surging motion of the cradle effects more on the entry attitudes of the boat than the heaving motion of same amplitude.

(4) The combiation of phases releasing the boat in surging and heaving motion brings about changes in the entry attitude from the stationary cradle. It is roughly assumed, however, that the simple superposition of those indepenent motions gives a general tendency of the changes.

(5) A combination of those releasing phases makes a zone of the safer entry than the entry from the stationary cradle. A zone of particular combination of phases can lead to the dangerous entry.

(6) The real ship motion concerned is sufficiently described on a "ship motion phase line", which is defined in the present paper, when the ship and incident waves are given. The entry attitude calculated along this line provides useful information for the design and usage of the freefall lifesaving system for the ship.

1. 緒 言

著者らは前報[1]で自由落下式救命艇の基本的な落下運動を計算する方法を示し，その応用例として安全着水限界の評価法を提案した。

今回は主船体が動揺する場合の落下運動を検討し，その代表的な場合として，滑台が斜面の中心線を含む鉛直面内で任意の運動をするときの救命艇の落下運動を計算する方法を開発した。

次にこの計算法の検証のために平行に振子運動する滑台から救命艇が落下する場合の模型実験を行った。その結果，

* 船舶技術研究所
** (財)シップ・アンド・オーシャン財団

原稿受理 平成4年1月10日
春季講習会において講演 平成4年5月12，13日

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

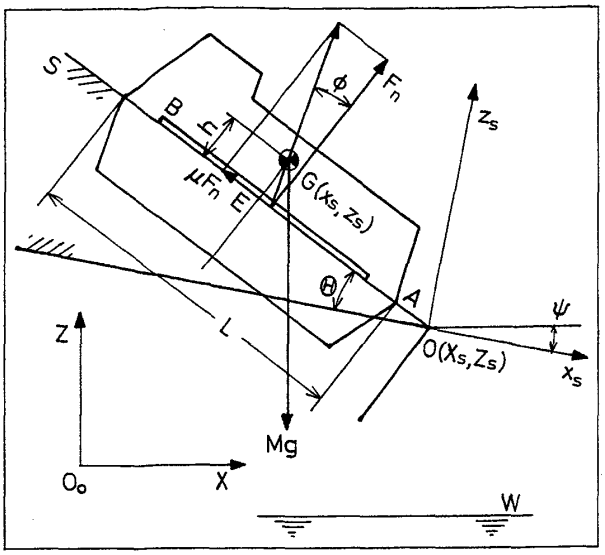

Fig. 1 Coordinte systems in sliding

本計算法の有効性を確認すると共に，落下する模型と滑台の相互作用について，興味ある知見が得られた。

本文では，鉛直面内で任意の運動をする滑台からの落下運動の一般的な解法と，平行に振子運動する滑台からの落下運動の計算と実験の結果，及び本計算法の実機の設計及び安全運用への応用について報告する。

2. 自由落下式救命システム

2.1 自由落下式救命艇の運動の分類

艇の落下運動を前報[1]に従って，①滑降，②拘束落下，③自由落下，④水面突入，⑤慣性走航の各段階に分類する。本文で扱うのは，①の滑降の開始から③の自由落下の終端の水面接触までである。(ここで下線を引いた語は便宜上著者らが命名したものである。以下も同じ。)

2.2 システムのモデル及び座標系

船体運動，即ち，前後揺，上下揺及び縦揺による滑台の運動は，滑台の平行移動と滑台の先端を中心とする回転運動に置換えて表す。このシステムのモデル及び座標系をFig. 1 (滑降時) 及びFig. 2 (拘束落下時) に示す。滑台と救命艇に関する記号等は前報と同じである。運動は鉛直面内に限られるものとする。また，水面の運動については別に考慮することとし，本文では水面は静止しているものとする。

救命艇は，初め両舷のガイドレール BA によって滑台の斜面上に支持されている。ここで B はガイドレールの後端，A はガイドレールの延長線と艇首との交点である。艇の重心 G から BA に下ろした垂線の足を E とし，距離 EG を h(上方を正)とする。ガイドレールの後部長さ BE を l_{ra} とする。

滑台の斜面を SO とする。静止時の斜面の傾斜角(Launching angle)を Θとし，斜面の先端 O の水面 W からの高さを H とする。

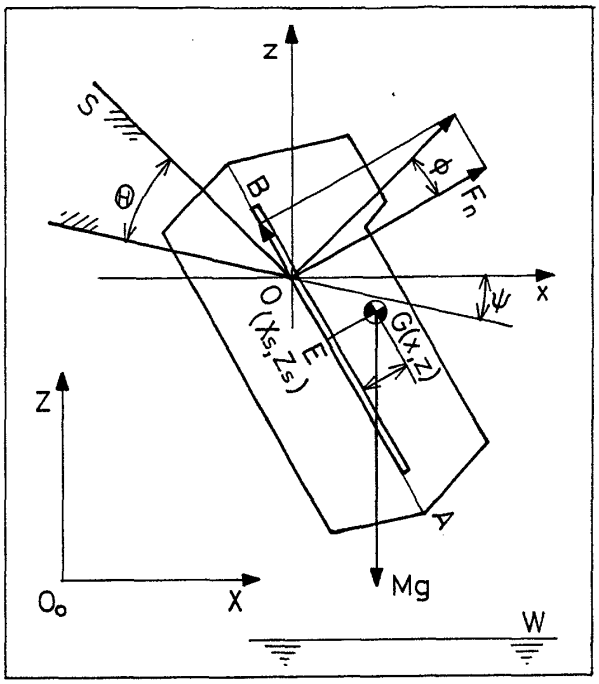

Fig. 2 Coordiate systems in restricted fall

滑台の斜面を含む鉛直面内で，滑台の先端 O を原点とする2組の右手系運動座標系を定義する。第1は滑降時に用いる滑台と共に運動する座標系で，滑台の静止時の水平方向に艇の進行方向を正として x_s 軸を，同じく鉛直上向きに z_s 軸をとる(Fig. 1)。第2の運動座標系は拘束落下時に用いるもので，滑台の回転に無関係に常に水平方向に x 軸を，鉛直上向きに z 軸をとって表す (Fig.2)。

絶対座標系を O_0-X, Z で表す。運動座標系の原点 O の座標を (X_s, Z_s), x_s 軸の水平から下方への回転角を ψ とする。滑台の静止時の X_s, Z_s の値 X_{s0}, Z_{s0} は一般性を損わずに0と置くことができるから，以後，本文では $X_{s0}=Z_{s0}=0$ とする。

艇の運動は，艇の重心 G の座標 (x_s, z_s)；(x, z)；(X, Z) と，ガイドレールの水平からの傾斜角 θ で表す。G の初期位置は，滑降開始前の拘束状態において，O から斜面に沿った距離 $OE=l_{G0}$ で定められる。

艇体の着水点の位置を重心前方の距離 l_f 及びガイドレールからの深さ d_f で表して置く。

3. 運動する滑台からの落下運動

3.1 滑降

3.1.1 運動方程式

救命艇の質量を M，慣動半径を k，斜面とガイドレールの間の摩擦係数を μ とすれば，運動方程式は：

$$\left.\begin{aligned} M\frac{d^2X}{dt^2}&=F_n\{\sin(\Theta+\psi)-\mu\cos(\Theta+\psi)\}\\ M\frac{d^2Z}{dt^2}&=F_n\{\cos(\Theta+\psi)+\mu\sin(\Theta+\psi)\}-Mg\end{aligned}\right\} \tag{3.1}$$

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

ここで，F_n はガイドレールに垂直方向に働く力で，従って μF_n は摩擦力を表す。また，t は時間で，滑降開始を $t=0$ とする。

座標変換：

$$\left.\begin{aligned} X &= X_s + x_s\cos\psi + z_s\sin\psi \\ Z &= Z_s - x_s\sin\psi + z_s\cos\psi \end{aligned}\right\} \tag{3.2}$$

を用いれば，滑台から見た運動方式は，

$$\left.\begin{aligned} &\ddot{x}_s + 2\dot{z}_s\dot{\psi} - x_s\dot{\psi}^2 + z_s\ddot{\psi} = \frac{F_n}{M}(\sin\Theta - \mu\cos\Theta) \\ &\quad -\ddot{X}_s\cos\psi + \ddot{Z}_s\sin\psi + g\sin\psi \\ &\ddot{z}_s - 2\dot{x}_s\dot{\psi} - z_s\dot{\psi}^2 - x_s\ddot{\psi} = \frac{F_n}{M}(\cos\Theta + \mu\sin\Theta) \\ &\quad -\ddot{X}_s\sin\psi - \ddot{Z}_s\cos\psi - g\sin\psi \end{aligned}\right\} \tag{3.3}$$

となる。

拘束条件：

$$x_s\sin\Theta + z_s\cos\Theta = h \tag{3.4}$$

を用い，滑台先端 O を原点とし，斜面に沿って下る方向に s 軸をとると，艇の重心の座標は，

$$\left.\begin{aligned} x_s &= s\cos\Theta + h\sin\Theta \\ z_s &= -s\sin\Theta + h\cos\Theta \end{aligned}\right\} \tag{3.5}$$

であるから，これを用いて(3.3)式を書き直せば，

$$\ddot{s} - s\dot{\psi}^2 = -\frac{\mu F_n}{M} - h\ddot{\psi} - \ddot{X}_s\cos(\Theta+\psi) + (g+\ddot{Z}_s)\sin(\Theta+\psi) \tag{3.6}$$

$$\frac{F_n}{M} = -2\dot{s}\dot{\psi} - s\ddot{\psi} - h\dot{\psi}^2 + \ddot{X}_s\sin(\Theta+\psi) + (g+\ddot{Z}_s)\cos(\Theta+\psi) \tag{3.7}$$

となって，滑面に沿う方向の運動方程式と垂直力 F_n の式が得られる。当然，垂直力は μ に無関係である。艇体が斜面から離れないためには $F_n>0$ でなければならないが，本文の場合は重力による成分が大きいので，この条件は通常満足される。これについては後に 3.1.3 で述べる。(3.7)式の $2\dot{s}\dot{\psi}$ は Coriolis の力で，これは運動方向に直角であるから，(3.6)式には摩擦力として現れる。

3.1.2 解法

(3.6)式に(3.7)式を代入すると，運動方程式は次のようになる：

$$\ddot{s} - 2\mu\dot{s}\dot{\psi} - s(\dot{\psi}^2 + \mu\ddot{\psi}) = -h(\ddot{\psi} - \mu\dot{\psi}^2) - \{\ddot{P}(t) - gS_e\}\cos\psi - \{\ddot{Q}(t) - gC_e\}\sin\psi \tag{3.8}$$

但し，

$$\left.\begin{aligned} P(t) &= X_s(t)C_e - Z_s(t)S_e \\ Q(t) &= X_s(t)S_e - Z_s(t)C_e \\ C_e &= \cos\Theta + \mu\sin\Theta \\ S_e &= \sin\Theta - \mu\cos\Theta \end{aligned}\right\} \tag{3.9}$$

摩擦角 $\phi=\tan^{-1}\mu$ を用い，$\Theta-\phi$ を有効傾斜角（前報の定義とは異なる）とすれば，$P(t)\cos\phi$ は滑台の変位 (X_s, Z_s) の有効斜面に沿った成分を，$Q(t)\cos\phi$ は有効斜面に垂直な成分を表す。斜面が回転しているときは $\{P(t)\cos\phi + Q(t)\sin\phi\}\cos\phi$ が回転した有効斜面に沿った成分となる。

(3.8)式を解析的に解くことは可能であるが，その解は非常に複雑で本文の目的に対しては実用的でないから，ここでは数値積分によって解を求める。但し，初期条件として，$t=0$ で $s=-l_{G0}$，$\dot{s}=0$ を用いる。

3.1.3 滑降の終点

滑降が終了するのは，前報[1] で述べた 2 条件：

① 終端条件を満足して拘束落下に移行する場合（正常終了）。

② 拘束落下に入る前に着水した場合（着水終了）。

の他に，

③ 運動加速度により艇が滑台から離れた場合（離台終了）。

が考えられる。以下，それぞれの場合について説明する。

（1） **正常終了**

滑台から艇に働く力（垂直力及び摩擦力）が O 点から働くものと仮定すると，この力による艇の重心回りのモーメントは $F_n(s+\mu h)$ である。このモーメントによって艇に誘起される見かけの角加速度が滑台の角加速度 $\ddot{\psi}$ より大きくなったとき艇は拘束落下に入る。即ち，

$$\frac{F_n(s+\mu h)}{k^2M} > \ddot{\psi} \tag{3.10}$$

が滑降の終点である。ここで F_n は(3.7)式で与えられる。

このときの重心位置を s_{20} とすれば，

$$\left.\begin{aligned} x_s &= x_{20} = s_{20}\cos\Theta + h\sin\Theta \\ z_s &= z_{20} = -s_{20}\sin\Theta + h\cos\Theta \end{aligned}\right\} \tag{3.11}$$

である。これらの値，及びこのときの時刻 t_{20}，即ち滑降に要する時間 T_1 は前報の場合と違って予め解析的に計算して置くことはできない。

速度は斜面に沿う方向の速度 $\dot{s}_{20}$ を用いて，

$$\left.\begin{aligned} \dot{x}_s &= \dot{x}_{20} = \dot{s}_{20}\cos\Theta \\ \dot{z}_s &= \dot{z}_{20} = -\dot{s}_{20}\sin\Theta \end{aligned}\right\} \tag{3.12}$$

で与えられる。

$\phi=\dot{\phi}=\ddot{\phi}=0$ ならば，終端での条件は前報[1] と全く同様に求められ，重心位置及び速度は次のようになる：

$$\left.\begin{aligned} s_{20} &= -\mu h \\ \dot{s}_{20} &= -\{\dot{X}_s(t_{20}) - \dot{X}_s(0)\}C_e \\ &\quad + \{\dot{Z}_s(t_{20}) - \dot{Z}_s(0)\}S_e + S_e g t_{20} \end{aligned}\right\} \tag{3.13}$$

なお，絶対座標に関する位置・速度は(3.2)式及びその微分から求められる。

(3.10)式から明らかなように，滑台の角加速度が負の場合には滑降の終点は角加速度が無い場合より早まり，しかも最初一時的に負の角加速度を持つ。逆に滑台の角加速度が正の場合には，拘束落下が滑台によって強制的に遅らされる形になる。しかしながら，通常の本船の動揺の程度では滑台の角加速度は非常に小さく，またこの付近の経過時間は極めて短いため，上述の事柄は殆ど形式的なもので，

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

滑台の角加速度を0として計算した値との差は非常に小さく実用上無視できる程度である。また，滑台の傾斜角が非常に大きい場合を除き一般に重力の加速度が卓越しているので，滑台の角加速度によりガイドレールの後端 B を支点として艇を浮き上がらせるようなことはない。

（2） 着水終了

前報と同様に，滑台の高さ H が非常に低くて，

$$H+Z_S \leqq l_f \sin(\Theta+\psi)+d_f \cos(\Theta+\psi) - h\mu \sin(\Theta+\psi) \tag{3.14}$$

であると，艇は滑降の途中で着水する。

このときの ψ, Z_S をそれぞれ ψ_{1B}, Z_{S1B} とすれば，重心の位置は，

$$\left.\begin{aligned} x_S=x_{1B}&=h\sin(\Theta+\psi_{1B})-l_f\sin(\Theta+\psi_{1B}) \\ &\quad+\frac{1}{\tan(\Theta+\psi_{1B})}\{H-d_f\cos(\Theta+\psi_{1B})\} \\ z_S=z_{1B}&=h\cos(\Theta+\psi_{1B})+l_f\sin(\Theta+\psi_{1B}) \\ &\quad-\{H+Z_{S1B}-d_f\cos(\Theta+\psi_{1B})\} \end{aligned}\right\} \tag{3.15}$$

となるが，これらの着水時の諸条件も，予め解析的に計算しておくことはできない。滑降の計算中に(3.14)式でチェックしておき，これが起った場合は計算を終了する。

（3） 離台終了

滑台の運動による斜面に直角方向の加速度が負で，その絶対値が重力の加速度の同方向の成分より大きいとき，艇は斜面から離れる。これが起るのは滑台の傾斜角 $\Theta+\psi$ が非常に大きくて90°に近い場合に限られ，実際にはこれが発生する可能性は殆ど無いが，滑降の計算中に(3.7)式でチェックしておき，若しこれが生じた場合には計算を終了する。

なお，この後滑台の加速度が急に変化して大きな正の値になれば，再接触する可能性も考えられるが，船体運動の程度の周期ではこのようなことは起り得ない。

3.2 拘束落下

3.2.1 運動方程式

拘束落下は滑台の先端 O の回りの運動であるから，滑台の回転角 ψ には関係なく，絶対座標系に関する運動方程式は，前報と同様に次のように表せる：

$$\left.\begin{aligned} \ddot{X}&=\frac{F_n}{M\cos\phi}\sin(\theta-\phi) \\ \ddot{Z}&=\frac{F_n}{M\cos\phi}\cos(\theta-\phi)-g \\ k^2\ddot{\theta}&=\frac{F_n}{M\cos\phi}\{x\cos(\theta-\phi)-z\sin(\theta-\phi)\}\ 。\end{aligned}\right\} \tag{3.16}$$

座標変換：

$$\left.\begin{aligned} X&=X_S+x \\ Z&=Z_S+z \end{aligned}\right\} \tag{3.17}$$

を用いて，

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x}&=\frac{F_n}{M\cos\phi}\sin(\theta-\phi)-\ddot{X}_S \\ \ddot{z}&=\frac{F_n}{M\cos\phi}\cos(\theta-\phi)-(g+\ddot{Z}_S) \\ k^2\ddot{\theta}&=\frac{F_n}{M\cos\phi}\{x\cos(\theta-\phi)-z\sin(\theta-\phi)\}\ 。\end{aligned}\right\} \tag{3.18}$$

また $F_n>0$ の間は，ガイドレールが O 点から離れないという拘束条件：

$$x\sin\theta+z\cos\theta=h \tag{3.19}$$

が成り立つ。

3.2.2 解法

(3.18)式と(3.19)式から F_n と x を消去すると，

$$\left.\begin{aligned} \ddot{z}&=\frac{\boldsymbol{N}_z}{\boldsymbol{D}_n} \\ \ddot{\theta}&=\frac{\boldsymbol{N}_\theta}{\boldsymbol{D}_n} \end{aligned}\right\} \tag{3.20}$$

ここで，

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{D}_n&=k^2\{1+\cot\theta\cot(\theta-\phi)\}+\boldsymbol{BE} \\ \boldsymbol{N}_z&=k^2\{(f+\ddot{X}_S)\cot(\theta-\phi)-(g+\ddot{Z}_S)\} \\ &\quad-(g+\ddot{Z}_S)\boldsymbol{BE} \\ \boldsymbol{N}_\theta&=\{(f+\ddot{X}_S)+(g+\ddot{Z}_S)\cot\theta\}\boldsymbol{E} \end{aligned}\right\} \tag{3.21}$$

但し，

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{B}&=\frac{h\cos\theta-z}{\sin^2\theta} \\ \boldsymbol{E}&=\frac{h-z\cos\theta}{\sin\theta}\cot(\theta-\phi)-z \\ f&=\frac{2}{\sin^2\theta}\dot{z}\dot{\theta}+\frac{h(\cos^2\theta+1)-2z\cos\theta}{\sin^3\theta}\dot{\theta}^2\ 。\end{aligned}\right\} \tag{3.22}$$

上記の解を表す係数のうち，$\boldsymbol{B}, \boldsymbol{E}, f$ と $\boldsymbol{D}_n$ は前報[1]の滑台が静止している場合の値と同じである（但し，本報では g の存在を明らかにするために無次元化を行っていない）。前報の $\boldsymbol{N}_z, \boldsymbol{N}_\theta$ を表す式の f に滑台の水平方向加速度を表す $\ddot{X}_S$ が加わり，g に鉛直方向加速度 $-\ddot{Z}_S$ が加わった形になっている。

滑降の終端値(3.11)，(3.12)式を初期条件とし，3.2.3で述べるような離脱条件に注意しながら(3.20)式を順次積分して行けば数値解が得られる。

x は拘束条件から求められるが，拘束条件の時間微分から，

$$\dot{x}=-\dot{z}\cot\theta-\boldsymbol{B}\ddot{\theta}+f \tag{3.23}$$

として，(3.20)式と同時に数値積分して求めることもできる。

なお F_n は，

$$\frac{F_n}{M}=(\ddot{z}+g+\ddot{Z}_S)\frac{\cos\phi}{\cos(\theta-\phi)} \tag{3.24}$$

によって求めている。

3.2.3 離脱条件

拘束落下の終了は，前報と同じ次の3条件による。

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

① ガイドレールの後端 B が滑台の先端 O に達する前に $F_n \leqq 0$ になった場合。

② ガイドレールの後端 B が滑台の先端 O に達した場合。

③ 上記のいずれにも達しないうちに着水した場合。

前にも述べたように，①が生じた後は，ガイドレールは滑台から離れる方向の角速度を持つので，本船の運動が急激に変化するなどの異常が起らない限り，ガイドレールが滑台に再接触することはない。

3.2.4 終点における諸量

前記①，②の条件で拘束落下が終了した時点での時刻・座標等を，

$$\left.\begin{array}{l} t_{30}=T_1+T_2,\ \text{但し，}T_2\text{は拘束落下の時間} \\ x_{30},\ z_{30}\ ;\ X_{30},\ Z_{30}\ ;\ \theta_{30} \\ \dot{x}_{30},\ \dot{z}_{30}\ ;\ \dot{X}_{30},\ \dot{Z}_{30}\ ;\ \dot{\theta}_{30} \end{array}\right\} \quad (3.25)$$

等で表す。

3.3 自由落下

自由落下に入ると，艇の運動は滑台の運動に関係ないから，前報[1] と全く同じになる。以下，運動方程式と解のみを示す。

3.3.1 運動方程式

$$\left.\begin{array}{l} M\ddot{X}=0 \\ M\ddot{Z}=-Mg \\ Mk^2\ddot{\theta}=0 \end{array}\right\} \quad (3.26)$$

3.3.2 解

$$\left.\begin{array}{l} \dot{X}=\dot{X}_{30} \\ \dot{Z}=\dot{Z}_{30}-gt_3 \\ \dot{\theta}=\dot{\theta}_{30} \\ X=X_{30}+\dot{X}_{30}t_3 \\ Z=Z_{30}+\dot{Z}_{30}t_3-\frac{1}{2}gt_3^2 \\ \theta=\theta_{30}+\dot{\theta}_{30}t_3 \end{array}\right\} \quad (3.27)$$

ここで，

$$t_3=t-t_{30}$$

は自由落下開始からの時間を示す。

4. 振子運動する動揺台からの落下運動

本計算法の妥当性を検証するために模型実験を行った。実験は，後に Fig. 3, Fig. 4 で示すように，ワイヤーで水平に吊った平行動揺台の上に滑台を固定し，その動揺中にブロックを落下させて落下運動を計測したものである。

実験の主目的は，本計算法の主要部分である拘束落下運動の計算方法の検証にあるから，その初期条件は正確に規定して置く必要がある。そこで，拘束落下の前の滑降がなるべく単純な運動になるように平行運動を選んだ。前述のように角運動は拘束落下には影響しないから，拘束落下の検証のための実験は角運動を含む必要はない。

また，前項までの解析では，滑台は既知の運動をするものとしてきたが，これは，救命艇は主船体に較べて充分小さく，その運動は主船体の運動に影響を与えないという前提で計算したことに相当する。しかし今回の実験では主船体に相当する動揺台の質量に較べて，救命艇に相当するブロックの質量が必ずしも無視できない大きさ（約 3.5%）であったため，両者の運動に相互作用があることが予想された。

そこで今回の実験装置の構成に相当する状態について，ここで改めて相互作用を含む場合の解析を行い，実験結果との比較の厳密性を期した。

4.1 滑降

4.1.1 座標系

装置の概略及び座標系を Fig. 3 に示す。滑台は等長の 4 本のワイヤーで水平に吊下げられた平行動揺台の上に固定されている。吊糸の長さを l_p，張力を T，鉛直からの振れ角を α とし，ブロックの質量を M，滑台を含む動揺台の質量を M_s とする他，記号等は前記に準ずる。

4.1.2 運動方程式

（1） ブロック

$$\left.\begin{array}{l} M\ddot{X}=F_n(\sin\Theta-\mu\cos\Theta) \\ M\ddot{Z}=F_n(\cos\Theta+\mu\sin\Theta)-Mg \end{array}\right\} \quad (4.1)$$

（2） 動揺台（滑台を含む）

$$\left.\begin{array}{l} M_s\ddot{X}_s=-F_n(\sin\Theta-\mu\cos\Theta)-T\sin\alpha \\ M_s\ddot{Z}_s=-F_n(\cos\Theta+\mu\sin\Theta)+T\cos\alpha-M_sg \end{array}\right\} \quad (4.2)$$

（3） 拘束条件

$$x\sin\Theta+z\cos\Theta=h \quad (4.3)$$

（4） 座標変換

$$\left.\begin{array}{l} X=X_s+x \\ Z=Z_s+z \\ X_s=l_p\sin\alpha \\ Z_s=l_p(1-\cos\alpha) \end{array}\right\} \quad (4.4)$$

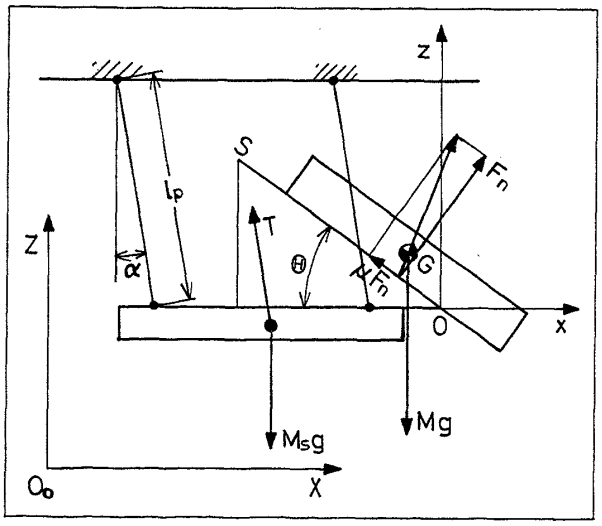

Fig. 3 Sliding on swinging cradle

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

(3.9)式の C_e, S_e を用いて，$R_M=M/M_S$ と置いて整理すれば，(4.1)～(4.4)式は，

$$\left.\begin{aligned}&\ddot{X}_S+\ddot{x}-\frac{F_n}{M}S_e=0\\&\ddot{Z}_S+\ddot{z}-\frac{F_n}{M}C_e=-g\\&\ddot{X}_S+R_M\frac{F_n}{M}S_e+R_M\frac{T}{M}\sin\alpha=0\\&\ddot{Z}_S+R_M\frac{F_n}{M}C_e-R_M\frac{T}{M}\cos\alpha=-g\\&\ddot{x}\sin\Theta+\ddot{z}\cos\Theta=0\\&\ddot{X}_S+l_p\dot{\alpha}^2\sin\alpha-l_p\ddot{\alpha}\cos\alpha=0\\&\ddot{Z}_S-l_p\dot{\alpha}^2\cos\alpha-l_p\ddot{\alpha}\sin\alpha=0\ 。\end{aligned}\right\}\tag{4.5}$$

(4.5)式を α について解けば，

$$\begin{aligned}&\frac{l_p}{g}\ddot{\alpha}\{1+R_M(S_e\cos\alpha+C_e\sin\alpha)\sin(\Theta+\alpha)\}\\&\quad=-\sin\alpha-R_M(S_e\cos\alpha+C_e\sin\alpha)\\&\qquad\times\left\{\cos\Theta+\frac{l_p}{g}\dot{\alpha}^2\cos(\Theta+\alpha)\right\}\end{aligned}\tag{4.6}$$

となる。

(4.6)式を数値積分しても解は得られるが，α は一般に微少であるから，その2次以上の項を無視すれば，(4.6)式は次のようになる：

$$\ddot{\alpha}+\frac{g}{l_p}\frac{1+R_MC_e\cos\Theta}{1+R_MS_e\sin\Theta}\alpha+\frac{g}{l_p}\frac{R_MS_e\cos\Theta}{1+R_M\,S_e\sin\Theta}=0\tag{4.7}$$

4.1.3 解

(4.7)式の一般解は，

$$\alpha=\alpha_A\sin(\omega t+\beta)-C\tag{4.8}$$

但し，

$$\left.\begin{aligned}&\omega^2=\frac{g}{l_p}\frac{1+R_MC_e\cos\Theta}{1+R_MS_e\sin\Theta}\\&C=\frac{R_MS_e\cos\Theta}{1+R_MC_e\cos\Theta}\end{aligned}\right\}\tag{4.9}$$

で与えられる。ブロックの影響がない場合（ブロック固定又は $R_M=0$）には $\omega^2=\omega_F^2\equiv g/l_p$，$C=0$ である。これから，ブロックが斜面を滑降中の動揺台の運動は，動揺の中心が静止位置から C だけ偏り，周波数がブロックの影響がない場合の

$$k_S=\frac{\omega}{\omega_F}=\left\{\frac{1+R_MC_e\cos\Theta}{1+R_MS_e\sin\Theta}\right\}^{\frac{1}{2}}\tag{4.10}$$

倍の単振動になることが解る。

(4.8)式の初期条件は $t=0$（滑降開始）における，ブロックが固定された状態での動揺台の運動の振幅角 α_0 と角速度 $\dot{\alpha}_0$ によって与えられる。$t\leqq 0$ での運動を，

$$\alpha=\alpha_F\sin(\omega_F t+\tau)\tag{4.11}$$

と表せば，

$$\left.\begin{aligned}&\alpha_0=\alpha_F\sin\tau\\&\dot{\alpha}_0=\omega_F\alpha_F\cos\tau\end{aligned}\right\}\tag{4.12}$$

である。一方，(4.8)式で与えられる $t\geqq 0$ での運動の $t=0$ における値は，

$$\left.\begin{aligned}&\alpha_0+C=\alpha_A\sin\beta\\&\dot{\alpha}_0=\omega\alpha_A\cos\beta\end{aligned}\right\}\tag{4.13}$$

であるから，これを(4.12)と比較すれば，

$$\left.\begin{aligned}&\alpha_A^2=\alpha_F^2\left\{1+\cos^2\tau\left(\frac{1-k_S^2}{k_S^2}\right)\right\}\\&\qquad+2C\alpha_F\sin\tau+C^2\\&\beta=\tan^{-1}\frac{k_S(\alpha_F\sin\tau+C)}{\alpha_F\cos\tau}\end{aligned}\right\}\tag{4.14}$$

となって，ブロックが滑降中の動揺台の運動の振幅と位相が得られる。これらの値は滑降中のブロックの斜面上の位置 $s(t)$ に関係なく定まる。即ち，この場合も滑台の運動は既知として扱うことができる。このことは次に述べるブロックの運動の解析に便利である。

ブロックの運動は，(3.8)式において $\psi=\dot{\psi}=\ddot{\psi}=0$ と置けば，

$$\ddot{s}=-\ddot{P}(t)+gS_e\tag{4.15}$$

となる。これは滑台の任意の平行運動について成り立つ。その解は

$$s(t)=-l_{G0}+P(0)-P(t)+\dot{P}(0)t+\frac{1}{2}S_egt^2\tag{4.16}$$

である。但し，$P(t)$, S_e は(3.9)式で与えられる。

なお，正常終了の場合の諸条件は(3.13)式で与えられる。

4.2 拘束落下

4.2.1 座標系

拘束落下時の座標系を Fig. 4 に示す。ブロックが拘束落下状態にあり，その水平からの回転角が θ で表されている他は Fig. 3 と同じである。

4.2.2 運動方程式

ブロックに関する運動方程式は，

$$\left.\begin{aligned}&M\ddot{X}=F_n(\sin\theta-\mu\cos\theta)\\&M\ddot{Z}=F_n(\cos\theta+\mu\sin\theta)-Mg\\&Mk^2\ddot{\theta}=F_n\{x(\cos\theta+\mu\sin\theta)\\&\qquad-z(\sin\theta-\mu\cos\theta)\}\end{aligned}\right\}\tag{4.17}$$

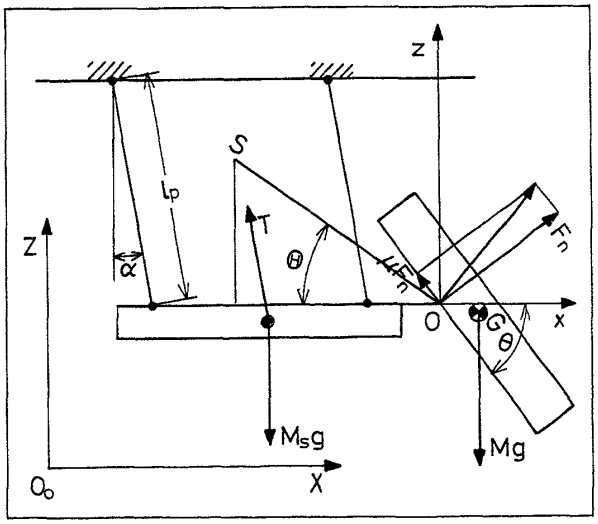

Fig. 4 Restricted fall from swinging cradle

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

である。ここで,

$$\left.\begin{aligned} c_e &= \cos\theta + \mu\sin\theta \\ s_e &= \sin\theta - \mu\cos\theta \end{aligned}\right\} \tag{4.18}$$

と置き,(4.5)式と同様に整理すれば,

$$\left.\begin{aligned}
&\ddot{X}_S + \ddot{x} - \frac{F_n}{M}s_e = 0 \\
&\ddot{Z}_S + \ddot{z} - \frac{F_n}{M}c_e = -g \\
&\ddot{X}_S + R_M\frac{F_n}{M}s_e + R_M\frac{T}{M}\sin\alpha = 0 \\
&\ddot{Z}_S + R_M\frac{F_n}{M}c_e - R_M\frac{T}{M}\cos\alpha = -g \\
&\ddot{x}\sin\theta + \ddot{z}\cos\theta = 0 \\
&\ddot{X}_S + l_p\dot{\alpha}^2\sin\alpha - l_p\ddot{\alpha}\cos\alpha = 0 \\
&\ddot{Z}_S - l_p\dot{\alpha}^2\cos\alpha - l_p\ddot{\alpha}\sin\alpha = 0 \\
&k^2\ddot{\theta} - \frac{F_n}{M}(c_e x - s_e z) = 0 \quad 。
\end{aligned}\right\} \tag{4.19}$$

即ち,この場合の運動方程式は(4.5)式で S_e を s_e に,C_e を c_e に,Θ を θ に置き換えたものと,(4.17)の第3式とから成り立っていることが解る。

4.2.3 解法

ブロックの運動に関しては,任意の運動をする滑台からの落下について,既に(3.20)～(3.22)式で表されている。

動揺台の運動は,(4.6)式の形で表される。即ち,

$$\begin{aligned}\ddot{\alpha} = -\frac{g}{l_p}\frac{1}{1+R_M(s_e\cos\alpha + c_e\sin\alpha)\sin(\theta+\alpha)} \\ \times[\sin\alpha + R_M(s_e\cos\alpha + c_e\sin\alpha) \\ \times\{\cos\theta + (l_p/g)\dot{\alpha}^2\cos(\theta+\alpha)\}] \quad 。\end{aligned} \tag{4.20}$$

(4.20)式を(3.20)式と同時に数値積分することにより,この場合の拘束落下の解が得られる。

5. 計算と実験との比較

5.1 計算法

滑降の計算は(4.16)式で行った。このときの滑台の運動は(4.8)式を用いて計算した。終端は3.1.3で述べた終端条件を数値的にチェックして定めている。

拘束落下は(3.20)及び(4.20)式をEuler法を用いて積分することによって求めた。積分時間間隔はすべて0.1 msとした。これは無次元値では,次に述べる木製ブロック($L=0.5972$ m)で $t/\sqrt{L/g}=4.051\times10^{-4}$ に相当する。

自由落下は,CRT画面に艇の重心の軌跡を描くのに適当な時間間隔で,(3.27)式を用いて計算した。

5.2 木製ブロックによる実験

実験は,前報[1]で用いたステンレス製の斜面を持つ滑台を,4.1.1 (Fig. 3) で説明した平行動揺台の上に固定し,木製のブロックを落下させて行った。ビデオ解析装置によりブロックの重心位置 X, Z と角度 θ,及び動揺台の変位 X_S の時間的変化を記録した。

ブロックは正方形断面で,実験の精度を上げる目的で前報より大きいものを用いた。ブロックの端部に鉄板をビス止めし,電磁石によりそれを初期位置に吸着させて置き,切離して滑落させる方式とした。対称性を保つために鉄板は同寸法同重量ものを両端部に取り付けた。そのため慣動半径 k はブロック本体のそれ($k/L=0.292$)よりもやや大き目になっている。ブロックの主要寸法は

$$L=0.5972\text{ m},\ B=D=0.0902\text{ m},\ k/L=0.312,\ M=3.437\text{ kg} \tag{5.1}$$

である。

動揺台の吊糸の長さは,動揺の固有周期の計測値 T_S から定めた。動揺台の主要寸法は,

$$T_S=2.818\text{ s},\ l_p=1.9713\text{ m},\ M_S=98.50\text{ kg},\ (R_M=0.0349) \tag{5.2}$$

である。

ここで本実験の設定値と予想される実機の遭遇値との対応について述べて置く。仮に,救命艇の長さを10 mとすると,ブロックの長さが0.597 mであるから,動揺台の周期2.818 sに相当する周期を持つ深海波の波長は,実機に換算すると207.4 mとなる。主船体の長さを175 mとすると,波長・船長比は1.19となり,船体運動が最も激しくなる付近である。この波長の1/20の波高の半分程度の前後揺振幅があるとすれば,これはブロックでの振幅0.310 mに相当する。本実験はほぼこの程度の振幅を目安にして行われている。

実験中の写真をFig. 5に示す。滑台の傾斜角 Θ の30°～60°の範囲で計測した。

5.3 滑台(動揺台)の運動

滑台の運動の計測例をFig. 6に示す。図は,滑台が後方へ向かって動いているとき,即ち,滑台の加速度が負から正に変る間に拘束落下が起っている場合の例である。

5.3.1 切離し前の運動

ブロックを切離す前の滑台の運動は,切離し直前の約2

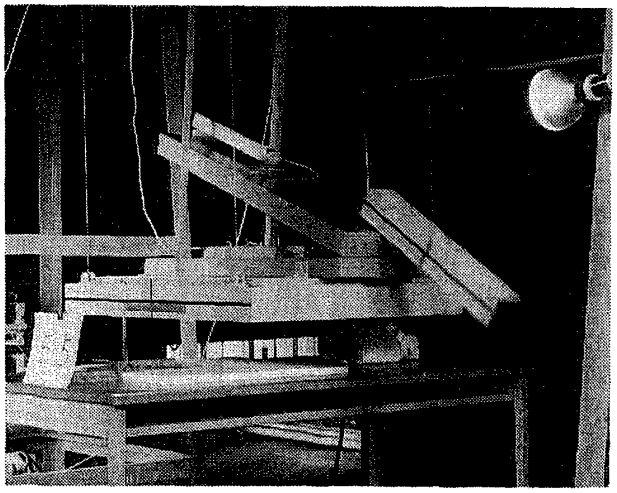

Fig. 5 Falling test with Wooden Block

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

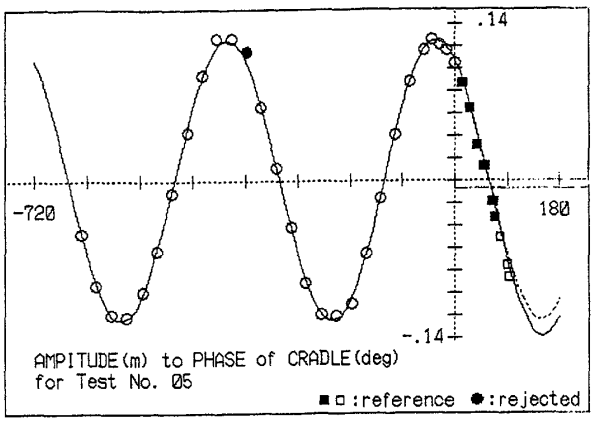

Fig. 6 Measured motion of swinging cradle

サイクルの変位 X_S の読みを正弦波に fitting して定めた。今回は動揺の周期として計測値 T_S を予め与えたが，同じデータで周期を変えて fitting すると，計測された周期 2.818 s のときに標準偏差が最小になる。即ち，この方法によって，計測された変位の時系列から周期を推定することもできる。

Fig. 6 では時間軸（横軸）は $t=0$ を 0° として運動の位相で表している。図中，○印は落下開始前の，■印は滑降中の，□印は拘束落下中の滑台の運動をそれぞれ示している。$t\leqq 0$ の間の曲線は○印の点について上のように定めた正弦波である。$t\geqq 0$ の破線はその曲線の続きを示す。

5.3.2 滑降中の運動

Fig. 6 で $t\geqq 0$ の実線は(4.8)式で表される滑降中の滑台の運動を，また横軸に平行な鎖線は(4.9)式の C を表す。但し，実際の解析では α の代りに滑台の変位 X_S を用いて，

$$X_S=X_{SA}\sin(\omega t+\beta)-C_x \qquad (5.3)$$

として計算しているので，図の値はこの C_x である。これらの $t\geqq 0$ の線のうち，滑降終了後の分は意味がないが，曲線の傾向を見易くするために延長して示したものである。

ブロックが滑降中の滑台の運動は(5.3)式で表されるが，これはまた次のように理解される。滑台が静止している状態から，$t=0$ でブロックを切離すと，垂直力 F_n と摩擦力 μF_n のベクトル和の水平成分が滑台にステップ状に作用する。このため滑台の動揺中心は(5.3)式の C_x だけ負の方向に偏位し，これを振幅とする余弦動揺を始める。実際には滑台は既に正弦動揺を行っているから，$t=0$ 以後の運動は両者を重ね合わせたものになる。従って，ブロックを切離した後の滑台の運動は，$t=0$ における位相によって，Table 1 のように変る。

なお，C_x は上記のようにブロックが滑台に及ぼす力の水平成分によるものであるから，$\mu=0$ ならば $\Theta=45°$ で最大になる。偏位 C の μ と Θ による変化を Fig.7 に示す。

5.4 ブロックの落下運動

ブロックの落下運動の計測値と計算値を比較した例を Figs. 8(a)-(d) に示す。図は，滑台の加速度が最も大きく影響する拘束落下が滑台の運動のどの位置で起ったかによって分け，次の 4 例を挙げたものである。即ち，

(a) 滑台が後方へ向って運動中（$\Theta=30°$ の例）
(b) 滑台が前方へ向って運動中（$\Theta=40°$ の例）
(c) 滑台の運動の最前端付近（$\Theta=40°$ の例）
(d) 滑台の運動の最後端付近（$\Theta=60°$ の例）

である。なお，傾斜角 Θ はそれぞれの場合について角度を変えた実験の中から適宜選んだもので，特別な意味はない。また，Fig. 8(a) は Fig. 6 に対応するものである。計算値は摩擦係数を $\mu=0.42$ と仮定した。また，計算の滑降開始時刻は後に述べるような理由で適宜ずらしてある。

摩擦係数は，前報[1] のものと較べてやや大きいが，これは主としてブロックの材質・表面仕上等の相違による。そのため静止摩擦も非常に大きく，滑台の傾斜角 $\Theta=20°$ では電磁石を切ってもブロックが直ちに発進しないことが多く，発進後の運動も一様でない等摩擦力が不安定なことが判ったので，今回は除外した。他の傾斜角（特に $\Theta=30°$）の場合も滑降中の摩擦力が，必ずしも一様でないことが実験の観察からも窺えた。従って上記の摩擦係数は，後に述べるように滑降初期の静止摩擦も含めた平均値と考えるのが適当である。

Table 1 Effect of releasing phase

ブロックを切離す時の滑台の位相	切離した後の滑台の振幅	切離した後の滑台の位相
τ_0 ～ 90°	増加	進む
90° ～ 180° $+\tau_0$	増加	遅れる
180° $+\tau_0$ ～ 270°	減少	遅れる
270° ～ 360° $+\tau_0$	減少	進む

(註) $\tau_0=-\sin^{-1}(C_x/2X_{SA})$，但し $k_s\fallingdotseq 1$ [(4.10)式]とする。

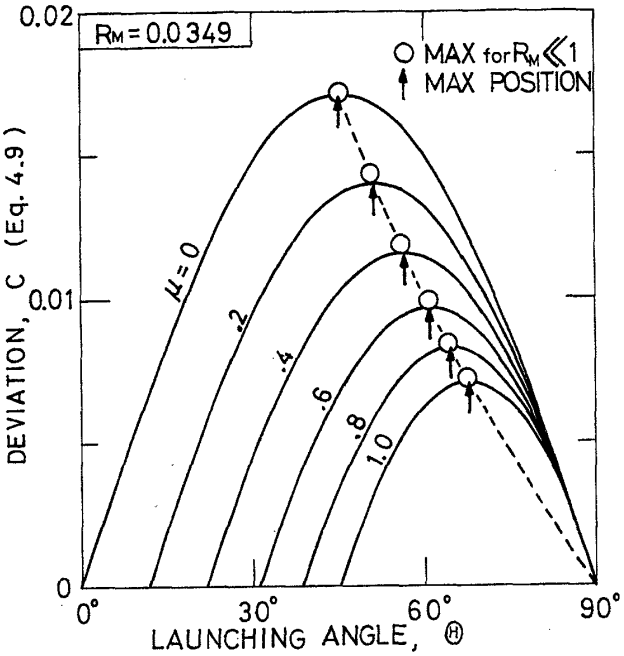

Fig. 7 Deviation of center of motion

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

また，実験での切離しの時刻は，ブロックを止めている電磁石に並列に接続されているランプが消えた瞬間で定めている。ランプの残光及びビデオの読取り時間間隔等を考慮すると，真の切離し時刻は記録よりも前にある傾向であろう。一方，滑降初期の静止摩擦を考えると，切離し時刻が必ずしも即滑降開始時刻とはならない。従って，平均的な摩擦係数を用いなければならなかったのと同様に，計算値との比較の上で，切離し時刻を計測値から多少ずらすのもやむを得なかった。

Figs. 8(a)-(d)では，以上の考察に基づき，また既に4.で述べたように，本実験の主目的が拘束落下の計算法の検証にあることを配慮し，更に拘束落下はその開始時のブロックの滑台に対する相対運動に大きく依存することを考慮して，拘束落下の開始点付近での挙動が合うように，計算開始点を決めた。

これらの図によれば，力学的に複雑な構成の運動にしては，計算と実験とが良く合っていると言えるであろう。実機では前報[1]でも述べたように，滑台とガイドレールの間の摩擦は非常に少ないから，上記のような不安定要素はなくなり，本計算法によって実用上充分な精度で救命艇の運動を推定することができると思われる。

6. 考　　察

前項までの検討で本計算法の有効性が確認されたので，その応用例として，実際の自由落下式救命艇の使用状態を想定し，救命艇の着水姿勢に及ぼす本船の運動の影響を検討した。即ち，本船（の運動）による滑台の運動のどの位相で救命艇を切離して滑降を開始したかによって，着水姿勢がどのように変化するかを調べた。

6.1 計算条件

仮定した救命艇の主要寸法は，長さを10 mとした他は前報で計算の対象とした模型救命艇と相似である。即ち，

$$L=10.0\,\mathrm{m},\ k/L=0.2,\ h/L=0.0,\ l_{ra}/L=0.5 \quad (6.1)$$

また，艇の着水点も前報と同じくガイドレールの延長線前端 A にあるものとした。

到来波の波長は $L_w=100$ m を主とし，他に150，200 mの場合も加えて3種類を想定し，本船は停止状態でこの波の中で動揺しているものとし，滑台の運動を

$$\left.\begin{aligned} X_S&=X_{SA}\sin(\omega t+\phi_X)\\ Z_S&=Z_{SA}\sin(\omega t+\phi_Z)\\ \psi&=\psi_A\sin(\omega t+\phi_\psi)\end{aligned}\right\} \quad (6.2)$$

と表す。振幅はすべての場合について $X_{SA}=Z_{SA}=5.0$ m, $\psi_A=5.0°$ とした。

滑台の水面からの高さは $H/L=1.5$ で一定とし，摩擦係数は前報と同じく $\mu=0.02$ とした。滑降の初期位置は $l_{G0}/L=0.5$ のみとした。滑台の傾斜角は，前報の解析の結果からほぼ適当と思われる値として $\Theta=30°$ を対象としたが，一部，上下揺と前後揺の影響の比較の目的で $\Theta=45°$ を加えた。これはまた実用可能な傾斜角の上限に近い値と考えられる。近年新しく建造される船舶でも自由落下式救命システムを装備するものが増加しているが，その多くが滑台の傾斜角は30°かそれよりやや大きめの値を採用している。その他の条件もほぼ上記の値に近いようである。また慣動半径 k，重心高さ h については実用範囲で大きな影響がないことは前報で示したとおりである。

数値例の検討の対象とした着水姿勢は，前報で安全な着水の評価基準として定義した安定着水限界のうち，静的及び動的安定着水限界 θ_E, θ_D と着水位置限界 X_F である。但し着水位置限界については，本船の動揺を考慮して，X_F の代りに着水時の本船の船尾位置（滑台の先端 O の X 座標）X_{S40} から着水位置までの距離（離船距離）

$$X_C=X_F-X_{S40} \quad (6.3)$$

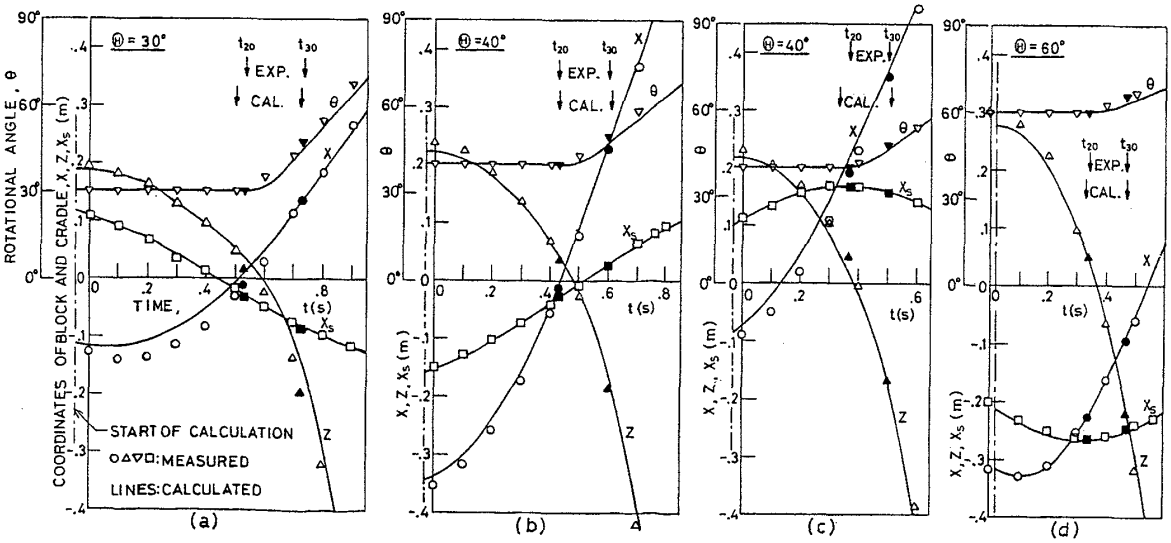

Fig. 8 Comparison between calculated and measured motions of Wooden Block

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

を検討の対象とした。

6.2 切離し位相の影響

Fig. 9 は $t=0$（滑降開始）における運動の位相（切離し位相）の影響を計算した結果の CRT 表示画面の幾つかの例である。周期 $T_s=8.007$ s（波長 $L_w=100$ m）のときの前後揺及び上下揺の各振幅 0 及び 5 m, 切離し位相 ϕ_X, ϕ_Z が 0° 及び 180° の組合せについて，救命艇の落下運動の様子を示した。矢印は切離し（滑降開始）時の滑台の運動方向を示す。また各運動の図中，黒三角の右端が切り離し時の滑台の先端の位置を，白三角のそれが救命艇が着水したときの滑台の位置を示す。また，黒丸は艇の重心の 0.5 秒毎の位置を，白丸は各モード（滑降・拘束落下・自由落下）の始点及び着水時における重心位置を表している。なお滑台の角運動については，後に示すように大きな影響が無いので図は割愛した。

以下これらの計算結果について考察する。

6.2.1 単純な運動の場合

Figs. 10(a), (b), (c)は滑台がそれぞれ前後揺，上下揺，角運動を単独に行っていると仮定した場合の，離船距離 X_C, 静的着水角 θ_E, 動的着水角 θ_D の切離し位相 ϕ_X, ϕ_Z, ϕ_ψ による変化を示したものである。

これらの図から次のようなことが解る：

（1） 振幅が等しければ前後揺の影響の方が上下揺の影響より大きい。これは，運動による加速度が上下揺では重力の加速度に対する変化分として影響するのに対して，前後揺では元々加速度が無かった所へ加わるので影響が大きく現れるためである。

（2） 滑台の角運動の影響は非常に小さい。これは角運動が滑台の先端の O 点を中心として記述されているために，その影響が滑降時の平均的な滑降角の変化，Coliolis の力，遠心力等としてのみ現れるためである。

（3） 離船距離は前後揺，上下揺とも位相角が大約 0° 近辺で最大となり，180° 近辺で最小となる。即ち，滑台が前方へあるいは上方へ向って原点付近を通過しているときに切離すのが最も有利である。これは常識的な感覚と一致する。

（4） 静的着水角は前後揺では位相角 0° 近辺で最小（有利な方向）となり，180° 近辺で最大となるのに対して，上下揺ではその逆になっている。これは上下揺の場合には位相角 0° 近辺で切離すと，高い位置から落ちることになり，自由落下の時間が多くなって着水角が大きくなるためである。自由落下時の回転角速度は Fig. 11 に示すように前後

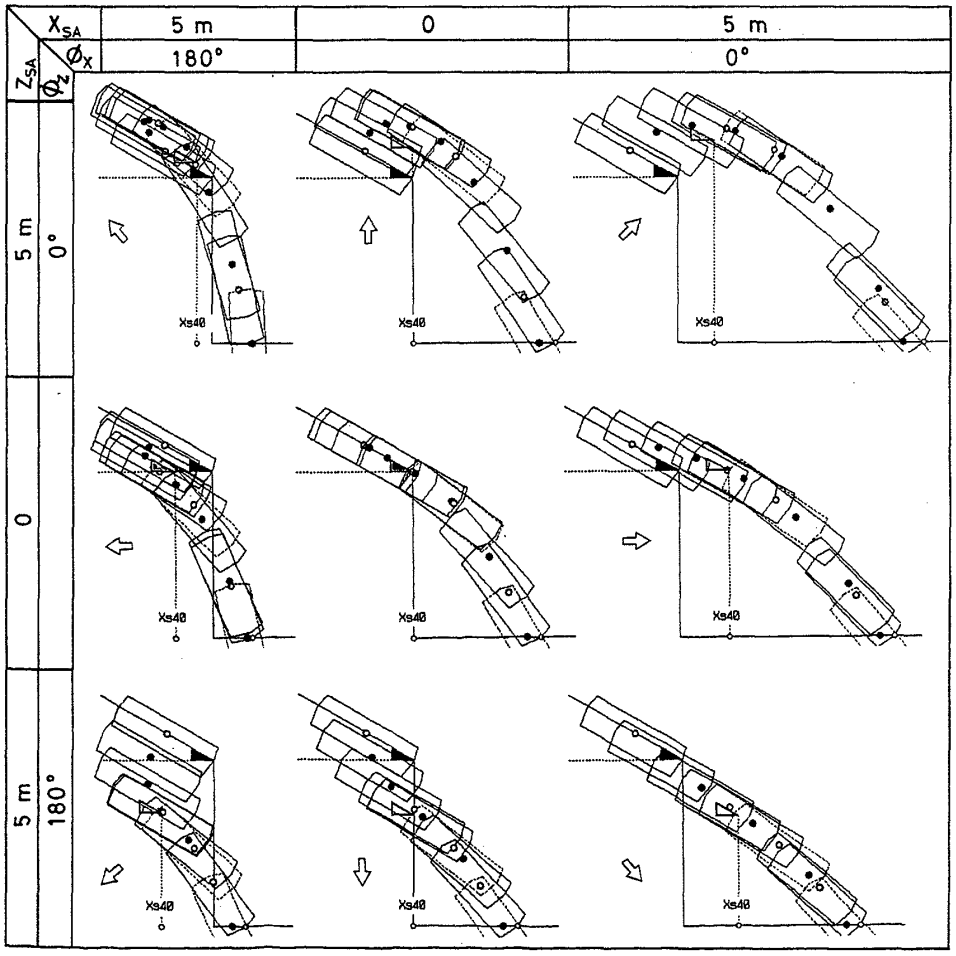

Fig. 9 Examples of falling motion

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

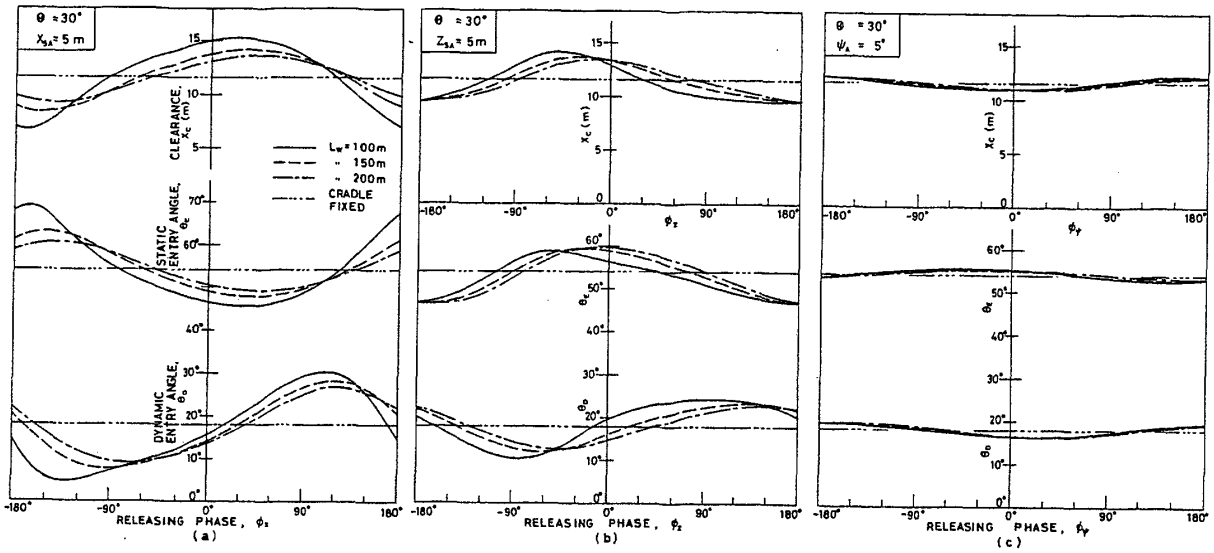

Fig. 10 Entry attitudes of single motions

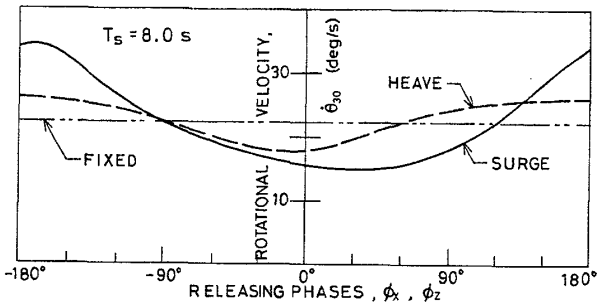

Fig. 11 Rotational velocities in freefall

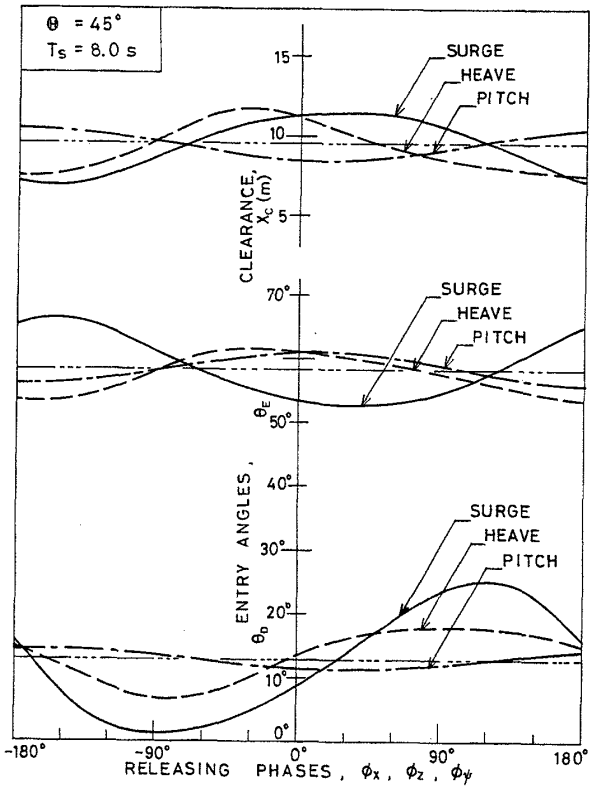

Fig. 12 Entry attitudes at large launching angle

揺，上下揺とも位相角 0° 近辺で最小となっていて，これは上の(3)の結果と整合している。

(5) 動的着水角は前後揺，上下揺とも位相角 90° 近辺で最大（安全側），−90° 近辺で最小（危険側）となる。これは動的着水角が主として回転角速度に依存するものであるから，大まかに言って，静的着水角より位相が 90° ずれて起るというように理解される。但し，上下揺の場合には上で述べた実質的な落下高さの影響があるからこの傾向は単純ではない。

(6) 滑台の運動周期が大きくなると，上記着水姿勢の曲線は位相角の大きい方へ移動すると同時に滑台静止の場合からの偏差が減少する。位相角方向へのずれは，位相角を切離しの時点で示しているために，運動の影響の大きい拘束落下までには時間がかかるためであり，偏差が周期の増加と共に減少するのは，運動加速度が減少するためである。しかしながら，一般に艇の落下の時間は滑台の運動周期に較べて小さいので，この周期の変化による上記曲線の位相角方向へのずれは余り顕著ではない。但し，運動周期が非常に小さくなって，拘束落下終了までの時間中に加速度が大きく変化するようになると，位相角に対する着水姿勢の変化の様子は複雑になる。

(7) 滑台の運動の振幅が増減すると，上記と同様に加速度が増減するから偏差も比例的に増減する。特に図示はしないが，この場合も上下揺による実質的な落下高さの影響を別にすれば，滑台静止の場合の値と交差する位相角は殆ど変化しない。

(8) Fig. 12 に滑台の傾斜角 $\Theta=45°$ の場合を示す。大凡の傾向は $\Theta=30°$ の場合と殆ど同じであり，上に述べて

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

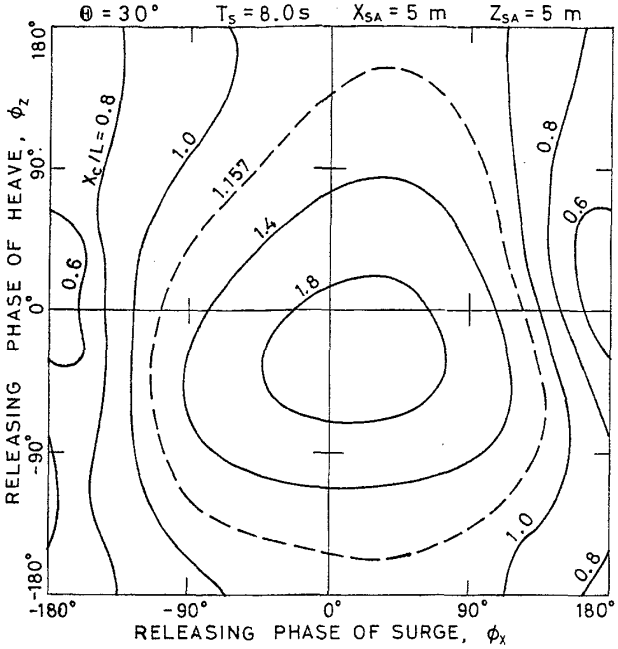

Fig. 13 Clearing distance in combined surging and heaving motions

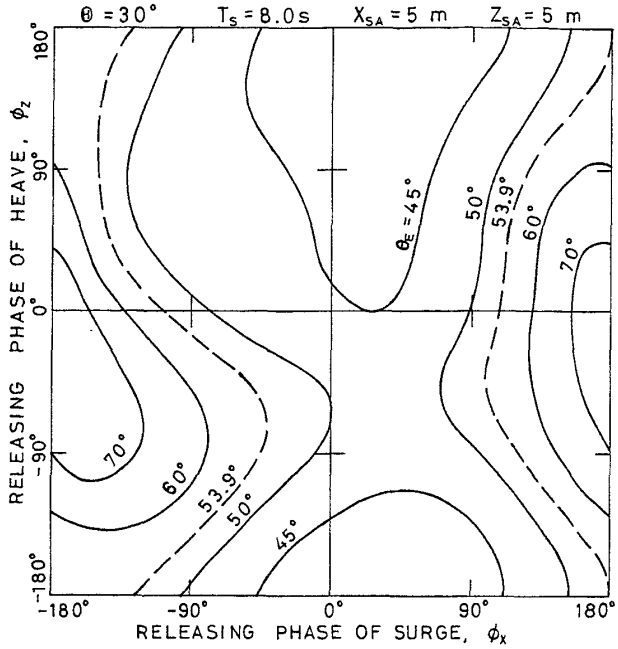

Fig. 14 Water entry angle in combined surging and heaving motions

きたことがそのまま当てはまる。滑台静止の値からの偏差の多少は，落下速度が大きく全体に落下時間が短くなることと，拘束落下の影響の占める割合が少なくなることで説明できる。特に，角運動の影響は $\Theta=45°$ では大きくなる。これは前報で指摘した，滑台の傾斜角の変化に対して着水角が余り変化しない範囲を外れるためで，このことからも滑台の傾斜角の選定が重要であることが言える。

6.2.2 一般の運動の場合

一般に滑台は前後揺・上下揺・角運動を同時に行っているが，前項の解析で，滑台が適当な傾斜角を持つ場合には角運動の影響は殆ど無視して差支えないことが明らかになっているので，ここでは前後揺と上下揺の組合せについて検討する。

Figs. 13, 14, 15 に切離し位相 ϕ_X, ϕ_Z の組合せに対する離船距離 X_C, 静的及び動的着水角 θ_E, θ_D をそれぞれ示す。図中破線で示したものは滑台静止の場合の値を示す（これらの値をそれぞれ X_{C0}, θ_{E0}, θ_{D0} とする）。

以下これらについて考察する。

（1） 切離し位相の組合せによる着水姿勢の変化は複雑であるが，大まかには単純な運動のそれの合成になっている。即ち2つの運動の干渉によって特異な点が出ることはない。

（2） Fig. 13 で，前後揺の位相角 $\phi_X=180°$ の前後数十度の範囲では，離船距離 X_C は上下揺の位相角 ϕ_Z に殆ど関係なく，しかも小さい値になっている。即ち，この付近で切離すことは上下揺の位相の如何にかかわらず非常に危険である。

（3） 同図で，$\phi_X=30°$, $\phi_Z=-30°$ 付近を中心とする相当に広い範囲で X_C が大きくなる。即ち，離船距離の観点からは，滑台が前方かつ上方へ向って大きい速度を持っているときに切離すのが最も有利である。

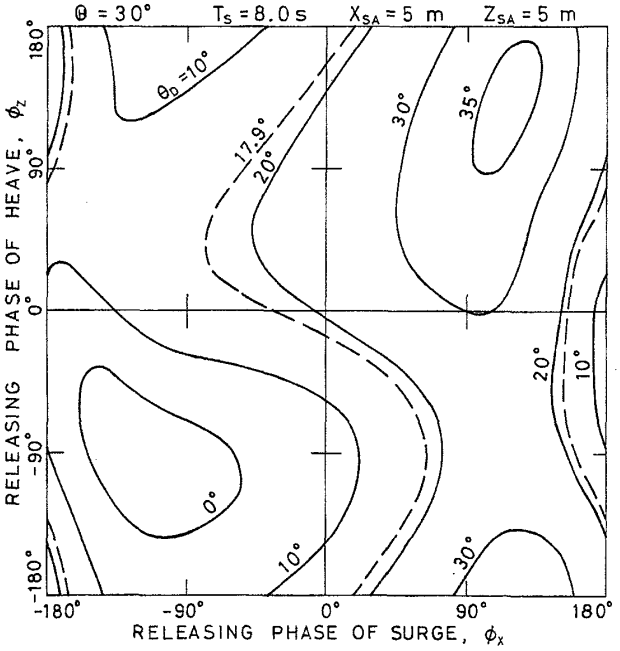

Fig. 15 Dynamic entry angle in combined surging and heaving motions

（4） Fig. 14 で，$\phi_X=30°$ を中心とするある範囲で，ϕ_Z に余り関係なく θ_E が小さくなる。即ち，静的安定着水限界の立場からは，この範囲で切離すのが安全である。

（5） 同図で $\phi_X=180°$, $\phi_Z=-30°$ 付近で，θ_E が非常に大きくなる範囲があるが，前報でも述べたように，θ_E が何

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

度以内でなければならないという基準が未だ明確に示されていないので，図のこの範囲が危険と断定することはできない。

（6） Fig. 15 では，$\phi_X=120°$，$\phi_Z=120°$ 付近を中心とする範囲で θ_D が大きくなる。即ち，動的安定着水限界の立場からは，滑台が最も前方かつ上方に達したときに切離すのが安全である。

（7） 逆に，$\phi_X=-120°$，$\phi_Z=-120°$ 付近を中心として，$\theta_D\leqq 0$ になる範囲がある。即ち，滑台が最後端かつ最下端を過ぎた所あたりで切離すのは非常に危険である。

（8） 滑台の運動の振幅の増減に対しては，6.2.1（7）で述べたのと同じ理由で滑台静止の値と交差する位相角の組合せは殆ど変化しない。即ち，Figs. 13～15 の中で破線で示した滑台静止時の曲線の位置は，振幅が変っても殆ど変化しない。

6.3 応用例

以上の考察は個々の着水姿勢に関するものであるが，これらを総合して，運動する滑台から安全に落下できる条件を検討し，自由落下式救命システムの設計への応用，実船での運用への利用等について述べる。

6.3.1 安全着水範囲・危険範囲

Fig. 16 は Figs. 13～15 から，滑台静止の場合の値よりも安全側になる範囲及び明らかに危険である範囲を示したものである。図で安全着水範囲（Safer entry zone）と示した範囲では，どのような切離し位相角の組合せでも，また3つの着水姿勢のどれをとっても滑台静止の場合よりも安全に着水できることを示している。既に述べたように，滑台の運動の振幅が変ってもこの限界線は余り変らないから，この場合の艇及び滑台の計算条件と運動の周期（約 8.0 s）に関する限りこの図はある程度汎用性がある。

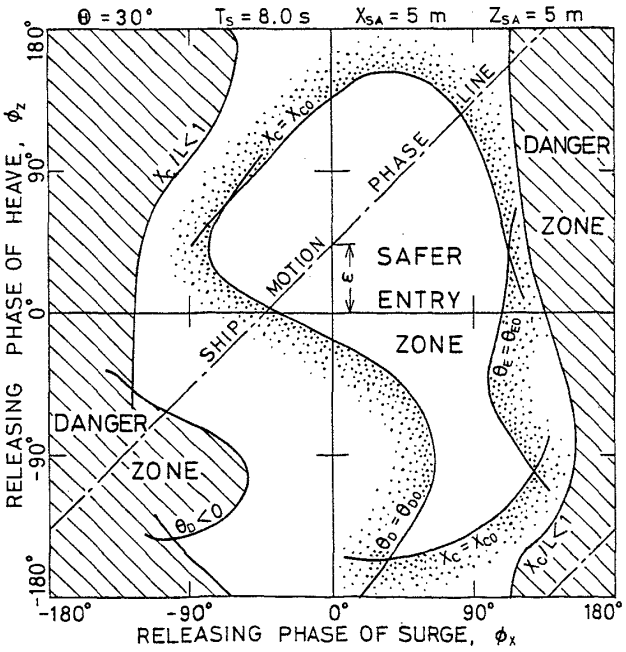

Fig. 16 Exsample of safer entry zone

同図の危険範囲（Danger zone）は着水位置が1艇長よりも少なくなる範囲及び動的着水角が負になる範囲で与えられている。この場合静的着水角はこの限界線の決定に寄与していないが，6.2.2（5）でも述べたように，静的安定着水限界の決め方によっては，これの限界線が現れる可能性もある。同様に動的安定着水限界の決め方によっては危険範囲は増大の方向にある。これらについては前報でも述べた。

但し，安全着水範囲と違って，危険範囲の場合は運動の振幅が小さくなれば急速に狭くなり，消滅する可能性もある。また，例えば落下高さ H が高くなる等，設計条件が変ればこの危険範囲も変化するので，安全着水範囲のような汎用性は無い。

なお，同図で安全着水範囲と危険範囲が接近している部分があるが，これは滑台静止の場合の離船距離（前報の着水位置限界）が比較的小さいためで，この場合の基本的な設計が適当でなかったと言えるであろう。落下高さを高くするか，初期位置を大きくする等の手段によって滑台静止の場合の着水位置限界を大きくすればこの危険範囲は減少し，両範囲の接近は避けられる。

6.3.2 実船への応用

以上で滑台が動揺する場合の基本的な安全及び危険範囲が明らかになったが，実際の船の運動では，船と波の条件が決れば前後揺と上下揺の位相差はある特定の値に定まり，その組合せを自由に選択することはできない。即ち，この位相差を ε とし，

$$\phi_Z=\phi_X+\varepsilon \tag{6.4}$$

と置けば，この関係は Fig. 16 で鎖線で示した ϕ_X 軸に対して 45° の直線になる。その直線を船体運動位相線（Ship motion phase line）又は単に位相線（Phase line）と呼ぶことにする。

上に述べたように，船と波の条件が決まれば滑台の運動はこの位相線の上でのみ起るから，実船への応用に際しては，この線上の ϕ_X と ϕ_Z の組合せについてのみ計算すれば良い。これにより，システムの設計の段階で膨大な量の計算をする必要がなくなり，本計算法の利用が容易になる。

7. 結　　論

運動する滑台からの自由落下式救命艇の落下運動の一般的な解法を提案し，平行に振子運動する動揺台からの落下運動の実験結果と比較して計算法の有効性を確かめ，その計算法の応用例を示した。それらについて次の結論を得た：

（1） 運動する滑台からの自由落下式救命艇の落下運動は，本文の方法によって，充分正確に計算することができる。

（2） 救命艇の質量が本船のそれに較べて無視できない

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

大きさであると，理論上両者の運動に相互作用が生じるが，通常の実機の場合には無視できる程度である。

(3) 本文の実験に用いた平行動揺台のようなシステムでは，滑降時の上記の相互作用を解析的に計算することができる。

(4) 実際の船の縦揺程度の振幅と周期では，救命艇の着水姿勢に及ぼす船の縦揺による滑台の角運動の影響は少ない。

(5) 従って，前後揺と上下揺の影響のみを調べることで着水姿勢に及ぼす本船の運動の影響を評価することができる。

(6) 振幅が等しければ前後揺の影響の方が上下揺の影響より大きい。

(7) 前後揺・上下揺の切離し位相の組合せによる着水条件の変化は複雑であるが，大まかには単純な運動のそれの合成になっている。

(8) 着水姿勢を静的及び動的着水角と離船距離に限れば，切離し位相の組合せによって，滑台静止の場合よりも安全に着水できる範囲と，非常に危険な範囲とが生ずる。

(9) 安全着水範囲は，ごく大まかに言って，前後揺の切離し位相角が0°から90°で，上下揺の位相角の180°付近を除く範囲にあり，運動の振幅によって余り変らない。

(10) 危険範囲は上下揺の切離し位相に余り関係なく，前後揺の位相180°を中心とした範囲にあり，滑台の運動の振幅等の条件によって大きく変る。

(11) 想定される船と波の条件について，船体運動位相線に沿って安全着水条件を計算することにより，実機の設計及び運用に有用な情報を得ることができる。

8. 結　　言

以上，運動する滑台からの自由落下式救命艇の落下運動の計算法と実験との比較及びその応用について述べてきた。

前報の解析で自由落下式救命システムの基本的な設計が可能になったのに加えて，本報でそのシステムを運用の立場からもチェックしておく必要があることが解った。

本計算法を実際に応用するには波面の運動も加味する必要があるであろうし，横傾斜のある場合等の問題も残されている。また，前報でも述べたように，危険範囲等の確定には着水時の姿勢・衝撃等の限界値が明らかになっていなければならない。

計算法の検証のために行った実験に平行動揺台を用いたことで，滑台（本船）とブロック（救命艇）の質量の相互作用を予測できることが明らかになったのは，予想外の副次的な成果であった。

なお，言うまでもないことであるが，本文で角運動の影響が非常に少ないと言っているのは，船体の縦揺の影響が少ないと言っているのではない。本文の計算では角運動の中心は滑台の先端にとっているので，船体の縦揺は滑台の角運動の他に，その上下揺と前後揺として現れる。

本文の計算法の具体的な応力例については次報で報告する予定である。

(付記)

ここで摩擦（滑り摩擦）について少し述べて置く。前にも述べたように，本文の実験では摩擦が不安定になる現象が観察された。摩擦が生じる原因は非常に複雑で，決った材質同士の同一接触面条件でも温度，滑り速度，荷重などによって摩擦係数は異なる。速度の影響は通常単純に静摩擦・動摩擦というように分類され，いわゆるAmontons-Coulombの摩擦法則では動摩擦は速度の影響はないとされているが，実際には静から動に移る非常に低速のところでは複雑な性質を示す[2]。従って，摩擦の影響を受けている全体の時間に較べてこの状態を経過する時間が無視できない大きさであれば，単純な摩擦係数で処理することはできない。荷重の影響も荷重が非常に大きいか非常に小さい所では無視できない。温度の影響は，平均的な温度の他に，真の接触面の摩擦による局所的な発熱によっても現れる。詳細は省くが，これらの諸影響が本文の実験にも現れていたと推測される。しかし実機では転がり摩擦で摩擦係数も非常に小さいので，本文の計算法は充分精度良く適用できると考えられる。

参 考 文 献

1) 田崎亮・小川陽弘・月野良久：“自由落下式救命艇の落下運動の数値シミュレーションとその応用（第1報）”．日本造船学会論文集第167号，平成2年(1990) 6月，pp.147-158

2) 曽田範宗：“摩擦の話”．岩波新書（青版）791，1971年7月，pp.60-61

NII-Electronic Library Service